ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 8 NOVEMBRE 1937.

PRÉSIDENCE DE M. EMMANUEL LECLAINCHE.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

En offrant à l'Académie un volume intitulé *Bibliographie géologique et minière de la France d'Outre-mer*, dont il a écrit la *Préface*, M. **A. Lacroix** s'exprime en ces termes :

Ce volume, dû à M. F. Blondel, a été publié par le *Bureau d'études géologiques et minières coloniales*, à l'occasion du récent Congrès de la Recherche scientifique dans la France d'Outre-mer. Il a pour objet de montrer l'importance des travaux consacrés, jusqu'à ce jour, à un vaste sujet. Plus de 9000 notes, mémoires et volumes ont été inventoriés, qui traitent de l'étude du sol et du sous-sol de notre domaine colonial.

C'est là une édition provisoire qui sera suivie prochainement par l'édition définitive, comprenant en outre un deuxième volume où ces documents seront classés par ordre de matières.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la meilleure approximation des fonctions non régulières*. Note (¹) de M. **Serge Bernstein**.

Ayant généralisé et perfectionné mon ancienne méthode de détermination de la valeur asymptotique de la meilleure approximation $E_n|x|$ de $|x|$ sur le segment $(-1, +1)$ par des polynomes de degré n, j'ai obtenu quelques résultats nouveaux qui me paraissent dignes d'attention.

(¹) Séance du 26 octobre 1937.

THÉORÈME I. — *Quel que soit le mode de croissance de n, on a pour toute valeur positive $p > 0$ donnée*

(1) $$\lim_{n=\infty} n^p E_n |x|^p = \mu(p) = \frac{1}{\pi}\left|\sin\frac{\pi}{2}p\right| L(p),$$

où $L(p)$ *désigne la meilleure approximation sur tout l'axe réel de*

(2) $$F_p(t) = \int_0^\infty e^{-u} u^{p-1}\left[\frac{(t^2-u^2)\cos t + 2ut\sin t}{t^2+u^2}\right]du,$$

par des fonctions entières de genre un et de type (²) *un.*

On en déduit, en particulier, en remarquant que (pour $p > 3$)

(3) $$\frac{p-3}{p-1}\Gamma(p) < L(p) < \Gamma(p),$$

que

(4) $$\mu(p) \sim \frac{1}{\pi}\left|\sin\frac{\pi}{2}p\right|\Gamma(p) \qquad (p \to \infty).$$

THÉORÈME II. — *Quel que soit* $c\,(-1 < c < 1)$, *on a*

(5) $$\lim_{n=\infty} n^p E_n |x - c|^p = \mu(p)(1-c^2)^{\frac{p}{2}}.$$

THÉORÈME III. — *Soit*

(6) $$f(x) = \sum_1^h A_i |x - c_i|^p + \varphi(x),$$

où $-1 < c_i < 1$ *et* $\varphi(x)$ *admet une dérivée bornée d'ordre* $[p+1]$ *sur le segment* $(-1, +1)$; *si* $\left|A_1(1-c_1^2)^{\frac{p}{2}}\right| \geq \left|A_i(1-c_i^2)^{\frac{p}{2}}\right|$, *on a*

(7) $$\lim_{n=\infty} n^p E_n f(x) = \mu(p)\left|A_1(1-c_1^2)^{\frac{2}{p}}\right|.$$

La démonstration de ces théorèmes repose, d'une part, sur une méthode générale de réduction du problème de la meilleure approximation par des polynomes sur un segment fini, à celui de la meilleure approximation sur

---

(²) On dit que la fonction $f(t) = \sum_0^\infty \frac{c_n t^n}{n!}$ est de type *un*, si $\overline{\lim}\sqrt[n]{|c_n|} = 1$.

tout l'axe réel par des fonctions entières de genre *un* de type correspondant, et, d'autre part, sur les deux propositions suivantes :

Lemme I. — *Quelque petits que soient les nombres* $\alpha > 0$, $\beta > 0$, *il est possible de fixer un nombre entier* n_0, *tel que pour toute valeur de* $n \geqq n_0$, *il existe un polynome* $P_n(x)$ *de degré n satisfaisant à l'inégalité*

$$(8) \qquad |P_n(x) - |x-c|^p| < (1+\beta) E_n |x-c|^p$$

sur tout le segment $(-1, 1)$, *et à l'inégalité plus forte*

$$(9) \qquad |P_n(x) - |x-c|^p| < \beta E_n |x-c|^p$$

dans les intervalles $(-1, c-\alpha)$ *et* $(c+\alpha, 1)$.

Lemme II. — *Soit* $E_{n,L}[|x-c|^p; \pm\alpha]$ *la meilleure approximation de* $|x-c|^p$ *sur le segment* $(c-\alpha, c+\alpha)$ *par des polynomes* $P_n^*(x)$ *de degré n assujettis à satisfaire sur tout le reste du segment* $(-1, +1)$ *à la condition* $|P_n^*(x)| \leqq L$. *Quelque petits que soient les nombres positifs* $\alpha > 0$, $\beta > 0$ *et quelque grand que soit* L, *il est possible de fixer un nombre* n_0 *tel que l'on ait*

$$(10) \qquad E_{n,L}[|x-c|^p; \pm\alpha] > (1-\beta) E_n |x-c|^p$$

pour toute valeur de $n \geqq n_0$.

J'indiquerai en terminant une application élémentaire du théorème III, qui résulte immédiatement de la formule (7) : si $f(x)$ représente une ligne brisée quelconque passant par les deux points donnés $(-1, A)$ et $(+1, B)$ et ayant au moins un point arbitraire $(\xi, 0)$ sur l'axe réel $(A > 0, B > 0, -1 < \xi < 1)$, la valeur de $E_n f(x)$ sera minima (pour n très grand), lorsque $f(x)$ se réduit à un angle ayant son sommet sur l'axe réel dont les deux côtés sont également inclinés vers l'axe réel, et on a alors

$$E_n f(x) \sim \frac{\mu(1)\sqrt{AB}}{n} \neq \frac{0,282\sqrt{AB}}{n}.$$

M. G. Urbain fait hommage à l'Académie du *Précis de Chimie organique* de Victor Grignard, publié par Roger Grignard et Jean Colonge et pour lequel il a écrit une *Préface*.

En déposant sur le bureau la deuxième Partie de son Ouvrage sur *Le Jura*, qui vient de paraître ([1]), M. **Emmanuel de Margerie** s'exprime en ces termes :

La première Partie de ce Mémoire, publiée par le Service de la Carte géologique de la France en 1922, était consacrée à une *Bibliographie du Jura Franco-Suisse* (*Orographie*, *Tectonique et Morphologie*). La seconde, dont l'objet est précisé par son sous-titre, *Description tectonique du Jura Français*, fournit un ample Commentaire des douze feuilles jurassiennes de la Carte au 80 000e, représentant la région qui s'étend de Belfort à Chambéry, sur tout ou partie de onze de nos Départements. Après un rappel des travaux antérieurs (Cartes géologiques, Cartes tectoniques, Études locales, Coupes figurées), le territoire de chacune de ces feuilles est décrit, et sa structure analysée, avec autant de détail que l'état de nos connaissances le permet.

C'est le fruit de plus de quarante années d'études, comportant environ six cents journées de courses sur le terrain, et s'appuyant sur le dépouillement méthodique de près de trois mille documents imprimés.

Huit *croquis tectoniques* en couleurs, établis sur le fond de la Carte au 200 000e du *Service Géographique* de l'Armée servent de justification au texte, qu'accompagnent en outre une série de reproductions des minutes originales de la Carte de l'État-Major.

M. **Selman A. Waksman** fait hommage à l'Académie d'une collection de tirés à part des travaux qu'il a publiés en diverses revues de 1916 à 1937.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter des listes de candidats au poste de Directeur de l'*Observatoire de Bordeaux* et à deux postes d'Astronome titulaire à l'*Observatoire de Paris*.

(Renvoi à la Division des Sciences Mathématiques.)

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *La végétation lichénique du Massif armoricain, étude chorologique et*

([1]) Paris, Imprimerie Nationale. In-4°, 920 pages, avec 261 figures dans le texte et 19 planches.

écologique, par H. DES ABBAYES, et divers travaux lichénologiques du même auteur (1923-1936).

2° DIENST VAN DEN MIJNBOUW IN NEDERLANDSCH-INDIË. *Geologische Kaart van Java, Schaal :* 1 : 100 000e. Blad 66 (*Karangkobar*), par R. W. VAN BEMMELEN ; *Geologische Kaart van Sumatra, Schaal :* 1 : 200 000e. Blad 7 (*Bintoehan*), par C. H. VAN RAALTEN. Blad 9 (*Gedongratoe*), par J. F. VAN TUYN† et Blad 16 (*Lahat*), par K. A. F. R. MUSPER, avec les *Notices*.

3° JEAN THIBAUD. *Vie et transmutations des atomes* (présenté par M. G. Urbain).

M. **GEORGES BOURGUIGNON** prie l'Académie de bien vouloir l'inscrire sur la liste des candidats qu'elle présentera pour la *Chaire de Médecine* déclarée vacante au Collège de France.

GÉOMÉTRIE. — *Sur les équations des géodésiques dans une variété à connexion projective*. Note de M. **KENTARO YANO**, présentée par M. Élie Cartan.

M. L. Berwald [1] a défini, sur chaque géodésique déterminée par

$$\frac{d^2u^i}{ds^2}+\Gamma^i_{jk}\frac{du^j}{ds}\frac{du^k}{ds}=0 \qquad (i, j, k, \ldots = 1, 2, \ldots, n), \tag{1}$$

un paramètre projectif normal t par l'équation différentielle

$$\{t\}_s = -2\Gamma^0_{jk}\frac{du^j}{ds}\frac{du^k}{ds}, \tag{2}$$

où $\{t\}_s$ est la dérivée schwarzienne de la fonction $t(s)$

$$\{t\}_s = \frac{\dfrac{d^3t}{ds^3}}{\dfrac{dt}{ds}} - \frac{3}{2}\left(\frac{\dfrac{d^2t}{ds^2}}{\dfrac{dt}{ds}}\right)^2, \tag{3}$$

et les Γ^0_{jk} sont des composantes d'un tenseur affine.

Nous allons donner une autre interprétation du paramètre t.

Considérons une variété à connexion projective à n dimensions et attachons à chaque point A_0 le repère semi-naturel $[A_0, A_1, \ldots, A_n]$, alors

---

(1) *Annals of Math.*, **37**, 1936, p. 879-898.

la connexion projective est définie au moyen des formules

$$(4)\qquad \begin{cases} dA_0 = \omega_0^0 A_0 + du^i A_i, \\ dA_j = \omega_j^0 A_0 + \omega_j^i A_i. \end{cases}$$

Dans cette variété, une courbe passant par A_0 est appelée géodésique, si son développement sur l'espace projectif tangent en A_0 est une droite. Pour obtenir les équations différentielles des géodésiques, on n'a qu'à exprimer que d^2A_0 est une combinaison linéaire de dA_0 et de A_0 dans l'espace développé ([2]).

Le long de cette géodésique, on a, d'après (4),

$$(5)\qquad \frac{dA_0}{dr} = \frac{du^0}{dr} A_0 + \frac{du^i}{dr} A_i,$$

$$(6)\qquad \frac{dA_j}{dr} = \omega_{jk}^0 \frac{du^k}{dr} A_0 + \omega_{jk}^i \frac{du^k}{dr} A_i,$$

où r est un paramètre arbitraire sur la géodésique et

$$(7)\qquad du^0 = \omega_0^0 = \theta_k du^k, \qquad \omega_j^0 = \omega_{jk}^0 du^k, \qquad \omega_j^i = \omega_{jk}^i du^k.$$

Des équations (5) et (6) on tire

$$(8)\qquad \frac{d^2A_0}{dr^2} = \left[\frac{d^2u^0}{dr^2} + \left(\frac{du^0}{dr}\right)^2 + \Gamma_{jk}^0 \frac{du^j}{dr}\frac{du^k}{dr}\right] A_0 + \left[\frac{d^2u^i}{dr^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{du^j}{dr}\frac{du^k}{dr} + 2\frac{du^0}{dr}\frac{du^i}{dr}\right] A_i,$$

où

$$\Gamma_{jk}^0 = \omega_{jk}^0, \qquad \Gamma_{jk}^i = \omega_{jk}^i - \delta_j^i \theta_k.$$

Pour que cette courbe soit géodésique, il faut et il suffit que

$$(9)\qquad \frac{d^2u^i}{dr^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{du^j}{dr}\frac{du^k}{dr} + 2\frac{du^0}{dr}\frac{du^i}{dr} = \lambda \frac{du^i}{dr},$$

λ étant une fonction de r.

Alors l'équation (8) prend la forme suivante en vertu de (5)

$$(10)\qquad \frac{d^2A_0}{dr^2} = \lambda \frac{dA_0}{dr} + \mu A_0,$$

$$(11)\qquad \mu = \frac{d^2u^0}{dr^2} + \left(\frac{du^0}{dr}\right)^2 + \Gamma_{jk}^0 \frac{du^j}{dr}\frac{du^k}{dr} - \lambda \frac{du^0}{dr}.$$

---

(2) E. Cartan, *Leçons sur la théorie des espaces à connexion projective*, Paris, 1937.

Cela posé, nous allons choisir un paramètre t et une fonction ρ tels que

$$\frac{d^2(\rho A_0)}{dt^2} = 0. \tag{12}$$

En substituant (10) dans (12), on a

$$2\frac{\rho'}{\rho} - \frac{t''}{t'} + \lambda = 0, \qquad \frac{\rho''}{\rho} - \frac{t''}{t'}\frac{\rho'}{\rho} + \mu = 0, \tag{13}$$

où une lettre primée représente la dérivée de cette variable par rapport à r.

En éliminant la fonction ρ des équations (13), on obtient

$$\{t\}_r = \lambda' - \frac{1}{2}\lambda^2 - 2\mu. \tag{14}$$

Effectuons une transformation de paramètre $r \to s$ définie par

$$\lambda = \frac{s''}{s'} + 2\frac{du^0}{dr}; \tag{15}$$

alors les équations (9) prennent la forme

$$\frac{d^2 u^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk}\frac{du^j}{ds}\frac{du^k}{ds} = 0, \tag{16}$$

et l'équation (14) nous donne

$$\{t\}_s = -2\Gamma^0_{jk}\frac{du^j}{ds}\frac{du^k}{ds}, \tag{17}$$

donc on voit que notre paramètre t coïncide avec le paramètre projectif normal de M. L. Berwald. Il est facile de vérifier que le paramètre t est invariant par rapport aux transformations des fonctions Γ^0_{jk} et Γ^i_{jk} que nous avons considérées dans une Note précédente [3]. Dans le cas de la connexion projective normale de M. É. Cartan, l'équation (17) prend la forme

$$\{t\}_s = \frac{2}{n-1}R_{jk}\frac{du^j}{ds}\frac{du^k}{ds} \quad [4].$$

Si la fonction ρ peut être une constante, on tire des équations (13) et (15)

$$u^0 = -\frac{1}{2}\log\frac{ds}{dt},$$

donc notre définition de u^0 coïncide avec celle de M. L. Berwald (p. 883).

---

[3] K. YANO, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 637-639.

[4] J. HAANTJES, *Proc. Edinburgh Math. Soc.*, 5, 1937, p. 103-115.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Approximations diophantiennes et séries trigonométriques*. Note de M. **Raphaël Salem**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Dans la série trigonométrique

$$(1)\qquad \sum_{0}^{\infty} r_n e^{2\pi i(nx-s_n)} \qquad (r_n \geqq 0;\ 0 \leqq x < 1),$$

les r_n sont supposés donnés. Sous la seule condition que la divergence de la série Σr_n ne soit pas trop lente, nous déterminerons les s_n de façon que la série (1) diverge pour un ensemble de points x ayant la puissance du continu.

Nous désignerons par $u_0, u_1, \ldots, u_n, \ldots$ la suite de toutes les fractions p/q du segment (0, 1), rangées dans l'ordre des q croissants, chaque fraction de dénominateur q étant répétée successivement $\varphi(q)$ fois, $\varphi(q)$ croissant infiniment avec q, et nous prendrons

$$s_n = u_0 + u_1 + \ldots + u_n.$$

Soit x tel que, pour une infinité de fractions p/q, on ait

$$(2)\qquad \left| x - \frac{p}{q} \right| < \frac{1}{4\varphi(q)};$$

soit p/q une telle fraction et soit $n+1$ le rang auquel elle apparaît pour la première fois dans la suite des u. On a

$$\sum_{n+1}^{n+\varphi(q)} r_m e^{2\pi i(mx-s_m)} = e^{2\pi i(nx-s_n)} \sum_{k=1}^{k=\varphi(q)} r_{n+k} e^{2\pi i\left(kx - k\frac{p}{q}\right)}.$$

Le module de cette somme partielle est, d'après (2), supérieur à

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(r_{n+1} + r_{n+2} + \ldots + r_{n+\varphi(q)}).$$

Nous choisirons $\varphi(q)$ de façon que la somme entre parenthèses soit supérieure à l'unité. La série Σr_n étant supposée divergente, il existe une fonction $\psi(n)$ croissant indéfiniment, telle que pour tout n on ait

$$r_{n+1} + r_{n+2} + \ldots + r_{n+\psi(n)} > 1.$$

Notre seule hypothèse consistera à admettre que

$$(3)\qquad \psi(n)=o(n),\qquad \text{soit}\qquad \psi(n)=\frac{n}{f(n)},$$

f étant à croissance aussi lente qu'on voudra. Un calcul simple montre que si F est la fonction inverse de f, il suffit de prendre $\varphi(q)$ égal à la partie entière de $F(q^2)/q^2$, c'est-à-dire que la série (1) divergera pour tout nombre x admettant l'approximation

$$\left|x-\frac{p}{q}\right|<\frac{q^2}{4F(q^2)}.$$

L'ensemble E des x ainsi définis est partout dense ; il a la puissance du continu, il est d'ailleurs complémentaire d'un ensemble de première catégorie.

Mesure de E. — Si l'intégrale

$$I=\int^{\infty}\frac{q^3\,dq}{F(q^2)}$$

converge, l'ensemble E est de mesure nulle ; si elle diverge, la mesure de E est égale à l'unité (¹). On voit facilement que si Σr_n^2 converge, $\psi(n)$ est forcément telle que I converge. Si l'on a

$$\frac{q^2}{4F(q^2)}\geqq\frac{1}{2q^2},$$

on sait que l'ensemble E comprend tous les points de $(0,1)$. Pour qu'il en soit ainsi, il suffit que $\psi(n)$ ne dépasse pas $\left[\sqrt{n/2}\right]$.

Remarque. — La restriction (3) n'est nécessaire que pour déterminer les s_n, les r_n étant *donnés*. Mais il existe des séries (1) avec une divergence arbitrairement lente de Σr_n et divergeant sur un ensemble ayant la puissance du continu. Il suffit, les u étant déterminés comme précédemment, de prendre r_n égal à $1/\varphi(q)$ pour tous les n tels que

$$2\varphi(1)+\ldots+q\,\varphi(q-1)<n\leqq 2\,\varphi(1)+\ldots+(q+1)\,\varphi(q)$$

et de considérer les x admettant l'approximation (2).

(¹) KHINTCHINE, *Math. Annalen*, 92, 1924, p. 115-125.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Généralisation d'un théorème de Privaloff.* Note de M. **Alfred Liénard**, présentée par M. Henri Villat.

Au cours de recherches concernant le problème plan des dérivées obliques dans la théorie en potentiel, j'ai été amené à établir deux théorèmes dont l'un constitue une extension du théorème de Privaloff sur les fonctions conjuguées ([1]).

Soit $F(z) = V(x, y) + iW(x, y)$ une fonction holomorphe déterminée dans un domaine par la connaissance des valeurs $V(s)$ prises par V sur la frontière. Soit N un point frontière ($s = s_0$, $z = z_0$) qui soit un point *ordinaire* [c'est-à-dire tel que dans la représentation conforme du domaine sur un cercle, dZ/dz ne soit ni nul ni infini en ce point], et soit $\rho = |z - z_0|$ la distance à N d'un point du domaine ou de la frontière. Je pose $s = s_0 + \delta s$.

Si la fonction $V(s)$ donnée est telle que

$$\frac{V(s) - V(s_0)}{|\delta s|^h} \qquad (0 < h < 1),$$

ou, ce qui revient au même, que le rapport

$$M(s) = \frac{V(s) - V(s_0)}{\rho^h}$$

soit limité en valeur absolue et satisfasse à une inégalité de la forme

$$(1) \quad |M(s) - M(s')| \leq K \left| \frac{s - s'}{\delta s + \delta s'} \right|^{\varepsilon} \qquad (0 < \varepsilon < 1) \quad (\delta s \times \delta s' \geq 0),$$

sur deux arcs d'amplitude non nulle de part et d'autre du point s_0, on peut, quelque petit que soit ε, affirmer que les quotients

$$\frac{W(s) - W(s_0)}{\rho^h}, \qquad \frac{F(z) - F(z_0)}{(z - z_0)^h},$$

dont le premier se rapporte à un point frontière et le second à un point z quelconque, sont limités en valeur absolue ou module, quelque voisins que les points s ou z soient du point $N(s_0, z_0)$.

([1]) Privaloff, *Bull. Soc. math. de France*, **44**, 1916, p. 100-103.

La condition (1) n'entraîne pas la continuité de $M(s)$ à la traversée du point s_0.

La condition (1) est en particulier satisfaite :

1° Si $M(s)$ satisfait à une condition de Hölder d'exposant quelconque;

2° Si $V(s)$ satisfait à une condition de Hölder d'exposant h. Cela montre que le théorème énoncé comprend comme cas particulier celui de Privaloff.

La démonstration, établie d'abord pour un domaine circulaire par une analyse analogue à celle de Privaloff, s'étend sans difficulté à d'autres domaines.

Si le point-frontière n'est pas un point ordinaire, mais est tel qu'en ses environs la direction de la tangente varie d'une façon continue, on peut seulement affirmer la limitation de $(F - F_0)/(z - z_0)^{h-\eta}$ avec η positif aussi petit que l'on veut. Il en est de même pour $h = 1$. Enfin les règles s'appliquent à un point anguleux d'ouverture $A = m\pi (m \gtrless 1)$, sauf que h peut varier de 0 à $1/m$ au lieu de 0 à 1.

Voici maintenant un théorème déduit du premier et qui lui est analogue, mais qui concerne des fonctions devenant infinies en un point de la frontière.

Si la fonction $V(s)$ devient infinie en un point ordinaire s_0, de telle sorte que le produit

$$|s - s_0|^t V(s) \quad (0 < t),$$

ou, ce qui revient au même, que le produit

$$M(s) = \rho^t V(s)$$

reste limité supérieurement en valeur absolue, et que $M(s)$ satisfasse à la même condition (1) que précédemment, on peut affirmer que :

1° il existe au moins une fonction harmonique $V(x, y)$ prenant sur la frontière les valeurs $V(s)$;

2° la solution n'est unique que pour $t < 1$;

3° les produits

$$\rho^t W(s) \quad \text{et} \quad (z - z_0)^t F(z)$$

sont limités en valeur absolue ou module. Toutefois, si t est entier, il faut remplacer dans les résultats l'exposant t par $t + \eta (\eta > 0)$.

Rappelons à ce propos ce résultat déjà obtenu par d'autres auteurs pour $t = 1$: on pourra ne pas introduire le terme η à condition que la fonction $M(s)$ [définie cette fois comme égale à $(V - V_0)/\partial s$ pour le premier problème et à $\partial s V$ pour le second] reste continue à la traversée du

point z_0. Et s'il en est ainsi, non seulement $(F - F_0)/(z - z_0)$ ou $(z - z_0)F$ seront limitées en module, mais elles tendront vers une valeur parfaitement déterminée de quelque manière que z tende vers z_0.

MÉCANIQUE. — *Sur l'équilibre des surfaces convexes.* Note de M. **Fernand Aimond**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous nous proposons d'étudier les équilibres des surfaces convexes flexibles et inextensibles limitées à un seul contour au plus.

1° L'équilibre de l'élément de surface simplement convexe $\mathcal{E}_p$ antérieurement considéré ([1]) tel que, $\vec{U}$ et $\vec{F}_p$ étant donnés, $\Sigma\,\delta_{ij} n_1^{ij} + N = 0$, où δ_{ij} est un tenseur donné à déterminant positif et N un invariant connu, se ramène, si $u = u^1$, $v = u^2$ sont des variables telles que $\delta_{11} = \delta_{22}$, $\delta_{12} = 0$, $\rho_p > 0$ et φ_p deux fonctions uniformes sur $\mathcal{E}_p$, aux équations

$$2\Sigma_p^j = \rho_p\sqrt{g_1}\,(n_1^{11} - n_1^{22})\sin\left(\varphi_p + \frac{j\pi}{2}\right) - 2\rho_p n_1^{12}\sqrt{g_1}\cos\left(\varphi_p + \frac{j\pi}{2}\right),$$

$$(1)\qquad \frac{\partial \Sigma_p^j}{\partial u} + (-1)^{j+1}\frac{\partial \Sigma_p^{j+(-1)^{j+1}}}{\partial v} + a_j^1\,\Sigma_p^1 + a_j^2\,\Sigma_p^2 + A_j = 0,$$

a_j^i dépendant des g_{ij}^1, A_j des U_1^i, de N et de ses dérivées par rapport à u, v. Soient, dans le plan complexe $u + iv$, α_p et β_p les angles avec l'axe des u de la tangente à $\mathcal{A}_p$, homologue de $\mathcal{C}_p$ et du vecteur V, dont les coordonnées sont les composantes contrevariantes de $\vec{R}_p^1$, df_p la composante normale à V du vecteur ayant pour coordonnées les composantes contrevariantes de la force $\vec{F}_p$ agissant sur l'élément de $\mathcal{C}_p$ homologue de l'élément d'arc ds_p de $\mathcal{A}_p$, on a sur $\mathcal{A}_p$

$$(2)\qquad 2\delta_{11}\Sigma_p^1\cos(\alpha_p + \beta_p + \varphi_p)\,ds_p + 2\delta_{11}\Sigma_p^2\sin(\alpha_p + \beta_p - \varphi_p)\,ds_p$$
$$= -N\rho_p\cos(\alpha_p - \beta_p)\,ds_p - 2\delta_{11}\rho_p\,df_p = 2\delta_{11}\Omega_p\,ds_p.$$

2° Soient $n_p\pi$ la variation de ω_p^1 sur $\mathcal{C}_p$, n_1^p et n_2^p les directions obtenues en faisant tourner la tangente à $\mathcal{A}_p$ de $-(\alpha_p + \beta_p - \varphi_p)$ et $\pi/2 - (\alpha_p + \beta_p - \varphi_p)$, M et M′ deux points d'affixes $u + iv$ et $u' + iv'$ du domaine $\mathcal{D}_p$ limité par $\mathcal{A}_p$, $\mathcal{G}_i^p(M, M')$ une fonction du type de Green dont la dérivée suivant n_i^p, quand M vient sur $\mathcal{A}_p$, est nulle si $n \geqq -3$, de la forme $\sum_{j=1}^{j=-(n+3)} \Omega_j^i H_j^i$, où

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 711, dont nous conservons les notations.

les H_j sont des fonctions données de M et les Ω_j^i des fonctions de M′, si $n_p < -3$,

$$\Theta^i(M') = \Gamma^i - \frac{(-1)^i}{2\pi}\left[\int_{\mathcal{C}_p} \Omega_p \frac{d\mathcal{G}_i^p}{dn_{i+(-1)^{i+1}}} ds_p + \iint_{\varpi_p}\left(A_2 \frac{\partial \mathcal{G}_i^p}{\partial v} + (-1)^i A_1 \frac{\partial \mathcal{G}_i^p}{\partial v}\right) du\, dv\right],$$

où $\Gamma^i = 0$, si $n_p \geqq -3$ et $\Gamma^i = \sum_{j=1}^{j=-(n_p+3)} C_j \Omega_j^i$ (où les C_j sont des constantes) si $n_p < -3$, ϖ_1'' et ϖ_2'' les faces supérieure et inférieure de ϖ_p, D_p le domaine $\varpi_1'' + \varpi_2''$, dV_p l'élément de surface de D_p au point M, $\tau_p(M)$ une fonction égale à Σ_p^1 si M est sur ϖ_p^1 et à Σ_p^2 si M est sur ϖ_p^2, $T_p(M)$ et $K_p(M, M')$ deux fonctions telles que

$$T_p(M_i) = \Theta^i, \qquad K_p(M_i, M_j') = a_i^j \frac{\partial \mathcal{G}_i^p}{\partial u} + (-1)^i a_{i+(-1)^{i+1}}^j \frac{\partial \mathcal{G}_i^p}{\partial v},$$

M_k et M_k' étant deux points de ϖ_p^k, les solutions de (1) satisfaisant à (2) sont les solutions de l'équation de Fredholm

$$(3) \qquad \tau_p(M') + \frac{1}{2\pi}\iint_{D_p} K_p(M, M')\,\tau_p(M)\,dV_p = T_p(M').$$

3° Si $n_p \leqq -3$, il y a un équilibre dépendant de $-(n_p + 3)$ constantes, quels que soient N, $\vec{U}$, $\vec{F}_p$. Si $n_p > -3$, il y a équilibre unique si N, $\vec{U}$, $\vec{F}_p$ vérifient $n_p + 3$ équations de la forme

$$(4) \qquad \iint_{\varpi_p} (A_1 W_{1p}^j + A_2 W_{2p}^j)\, du\, dv + \int_{\mathcal{C}_p} \Omega_p W_{3p}^j ds_p = 0 \qquad [j = 1, 2, \ldots, -(n_p + 3)],$$

où les W_{ip}^j sont des fonctions connues de u, v.

4° Les équilibres de $\mathcal{S}_p$ convexe quand on se donne $\vec{U}$, $\vec{F}_p$, N_1 correspondent à $\delta_{ij} = d_{ij}$ et $N = N_1$. Si $\mathcal{S}_p$ est une quadrique, on peut choisir ρ_p et φ_p pour que $a_i^j = 0$, et que (3) se réduise à $\Sigma_p^1 = \Theta^1$, $\Sigma_p^2 = \Theta^2$.

5° Les charges sur $\mathcal{S}_p$ convexe étant données, si $\mathcal{C}_p$ est la courbe de contact d'un cône de sommet O circonscrit à $\mathcal{S}_p$, $\vec{R}_p^1$ passant par O, les conditions (4) expriment que le moment de toutes les charges appliquées par rapport à O est nul.

6° Les charges sur $\mathcal{S}_p$ convexe étant données, si $\mathcal{C}_p$ est une courbe d'un plan P et $\vec{R}_p^1$ tangent à $\mathcal{C}_p$, les conditions (4) expriment que la résultante des charges appliquées est parallèle à P et que leur moment sur P est normal à P.

7° Un élément de surface convexe avec bord libre $\mathcal{C}_p^0$ ne peut être en équilibre stable sous des forces données, car les Ω_p se déterminent sur les arcs de $\mathcal{C}_p$ autres que $\mathcal{C}_p^0$ par une équation intégrale de première espèce, qui n'admet pas de solution continue des charges appliquées.

8° Soit S une surface fermée convexe divisée par une courbe C en deux éléments $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$. Le tenseur des contraintes est nul si S n'est pas chargé ou si, les charges tangentielles étant nulles sur S, il existe un tenseur à déterminant positif dont le produit par le tenseur des contraintes est nul; sinon la variation sur C de l'angle avec C de la réaction sur C serait supérieure à 3π et inférieure à -3π, car $n_p \leqq -3$ sur $\mathcal{E}_p$ si $\overrightarrow{U} = 0$.

9° Si les charges sont données sur S, et satisfont aux six conditions universelles de l'équilibre, le tenseur des contraintes est unique. Prenons $\beta_1 = \alpha_1 + \pi/2$, $\beta_2 = \alpha_2 + \pi/2$, l'équilibre sur les $\mathcal{E}_p$ est déterminé par la résolvante de (3) en fonction des Ω_p, si les six équations (4), où $n_p = 0$, sont vérifiées; l'équilibre sur C exige que les Ω_p vérifient deux conditions, d'où, par élimination de Ω_1, on tire une équation de Fredholm en Ω_2 déterminant Ω_2, puis Ω_1, donc le tenseur des contraintes; la substitution de ces valeurs de Ω_1, Ω_2 dans (4) donne six conditions nécessaires et suffisantes d'équilibre équivalant aux six équations universelles de l'équilibre des charges appliquées données.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Sur le glissement d'une transmission à poulies inégales.* Note [1] de M. **René Swyngedauw**, présentée par M. Albert Caquot.

D'après la loi de Kretz, universellement admise jusqu'ici, le glissement Γ d'une transmission est égal au glissement G des brins, Γ et G étant définis par les rapports

$$\Gamma = \frac{V' - V''}{V} \quad \text{et} \quad G = \frac{U' - U''}{U}.$$

V′ étant la vitesse linéaire périphérique de la poulie menante, V″ celle de la poulie menée, V leur moyenne. U′ étant la vitesse du brin menant, U″ celle du brin mené, U leur moyenne.

J'ai démontré [2] que, dans le rampage, pour des poulies égales,

$$\Gamma = (1 + k)G, \tag{1}$$

[1] Séance du 6 septembre 1937.

[2] *Bull. Société des Ingénieurs Civils de France*, 2, mars-avril 1930, p. 372.

k étant positif et compris entre 0 et 1. Le but de cette Note est de généraliser cette formule au cas de transmissions à poulies de rayon inégal.

Γ peut s'écrire en effet

$$\Gamma = \frac{V' - V''}{V} = \frac{V' - U'}{V} + \frac{U - U'}{V} + \frac{U'' - V''}{V}.$$

Comme U et V diffèrent peu, on a pratiquement $U - U'/V = G$.

$U' - V'/V$ et $U'' - V''/V$ sont respectivement les diminutions relatives de vitesse de la face interne de la courroie quand celle-ci aborde la poulie menante ou la poulie menée. Cette diminution de vitesse de la face interne peut être considérée comme résultant

1° de l'augmentation de tension totale que subit l'élément de courroie par son glissement sur la poulie jusqu'à l'azimut critique.

2° de la diminution de la vitesse de la face interne par suite de l'enroulement de la courroie sur la poulie.

Supposons que ces deux causes agissent séparément pour aboutir au même état final. Si avant l'abordage le brin menant passait de la tension T à la tension T_c qu'il a réellement sur l'azimut critique, son augmentation relative de vitesse, égale à son augmentation relative de longueur, serait

$$\frac{T_c - T}{Es} = \frac{T'_c - T'}{Es},$$

T'_c et T' étant données par $T'_c = T_c - mV^2$ et $T' = T - mV^2$, E étant le module d'élasticité, s la section de la courroie, m la masse de l'unité de longueur de la courroie, V sa vitesse linéaire.

Si l'enroulement de l'élément de courroie se faisait ensuite *sans changement de tension totale*, la diminution relative de vitesse de l'enroulement serait δ'/R', e étant son épaisseur, δ' la distance de la lamelle qui ne subit aucune variation de longueur dans ce mouvement d'enroulement sur la poulie de rayon R'. En désignant par T''_c, T'' et R'', δ'' les données correspondant à la poulie menée, on peut donc écrire

$$\frac{U' - V'}{V} = \frac{\delta'}{R'} = \left(\frac{T'_c - T'}{Es}\right), \qquad \frac{U'' - V''}{V} = \frac{\delta''}{R''} - \left(\frac{T''_c - T''}{Es}\right).$$

Or, $T'_c - T'$ et $T''_c - T''$ étant les augmentations de tension créées par le glissement dans la zone critique, on a

$$T'_c - T' = (\varepsilon^{f'a'} - 1)T' \qquad \text{et} \qquad T''_c - T'' = (\varepsilon^{f''a''} - 1)T'',$$

ε étant la base des logarithmes népériens, f' le coefficient moyen de frottement dans l'angle critique a' sur la poulie menante, f'' le coefficient moyen de frottement dans l'angle critique a'' sur la poulie menée.

$k' = \varepsilon^{f'a'} - 1$ et $k'' = \varepsilon^{f''a''} - 1$ sont ce que j'ai appelé les coefficients de renforcement ([3]) sur la poulie menante et sur la poulie menée.

Moyennant ces définitions et remplaçant δ' et δ'' par leur valeur moyenne, on peut écrire, en négligeant les termes en $\delta - \delta'$ et $\delta - \delta''$,

$$\Gamma = G + \delta\left(\frac{1}{R''} - \frac{1}{R'}\right) + \left(\frac{k'T' - k''T''}{Es}\right),$$

qu'on peut écrire

$$(3)\qquad \Gamma = G + \delta\left(\frac{R' - R''}{R'R''}\right) + \left(\frac{k' + k''}{2}\right)\left(\frac{T' - T''}{Es}\right) + \left(\frac{k' - k''}{2}\right)\left(\frac{T' + T''}{Es}\right).$$

Or ([4]) j'ai démontré que

$$\frac{k'}{k''} = \frac{R''}{R'}, \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad \frac{k' - k''}{k' + k''} = \frac{R'' - R'}{R'' + R'}.$$

D'autre part on peut écrire

$$\frac{T'' + T'}{Es} = \frac{S'}{Q}\left(\frac{Q}{Es}\right),$$

où $Q = T' - T''$ est l'effort transmis, $S' = T' + T''$ est la traction exercée par la courroie sur les axes.

Transportons cette valeur dans l'équation (3), on obtient finalement

$$(4)\qquad \Gamma = \left[1 + \left(\frac{k' + k''}{2}\right)\left(1 + \frac{R'' - R'}{R'' + R'}\,\frac{S}{Q}\right)\right]G + \frac{\delta}{R}\left(\frac{R' - R''}{R'}\right),$$

formule qui met en évidence notamment le caractère spécial, partiellement connu des praticiens que

Pour un même effort transmis avec la même vitesse linéaire et la même traction de courroie sur les axes, le glissement est plus grand quand la petite poulie est menante que quand elle est menée et d'autant plus que les coefficients de renforcement sont plus grands.

Remarquons en outre que pour des courroies d'épaisseur finie dont le coefficient de renforcement est nul ou négligeable, le glissement Γ de la transmission dans le rampage est supérieur ou inférieur à G suivant que la petite poulie est menée ou menante.

Si la loi de Kretz était exacte, l'inversion du rôle des poulies ne changerait pas le glissement. Remarquons en outre que :

1° si l'on fait $R' = R''$, (4) se réduit à (1), et si l'on fait tendre e vers zéro, δ, k' et k'' tendent aussi vers zéro; et il vient : $\Gamma = G$.

([3]) *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 1316 et *Bull. Soc. des Ing. civ. de France*, *loc. cit.*

([4]) *Mécanique* (*Bull. Société française des Mécaniciens*, **2**, mai-juin 1937, p. 131).

On retrouve la loi de Kretz pour des courroies infiniment minces qu'on peut appliquer pratiquement aux courroies d'épaisseur négligeable devant le rayon des poulies.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur le jeu des sources de l'énergie stellaire.* Note de M. **Émile Sevin**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Il est admis qu'il existe des sources particulières d'énergie à l'intérieur des étoiles, le processus qui intervient pouvant par exemple correspondre à l'anéantissement de la matière; c'est l'énergie ainsi libérée qui donne naissance au rayonnement qui se propage dans le corps des étoiles et qui finalement s'en échappe lorsqu'il atteint leur surface. Par ailleurs il convient de considérer un phénomène qui présente un double aspect : la matière stellaire absorbe le rayonnement, puis elle le reconstitue en émettant l'énergie qu'elle lui a empruntée; or, si ces deux opérations ont pour effet de modifier notablement la composition du rayonnement, il est important de remarquer qu'elles sont sans influence sur son intensité. Considérons en effet un élément de volume découpé dans une étoile; dès lors qu'un régime permanent est établi, les opérations en cause laissent la matière qu'il contient dans un état statistiquement inchangé, l'énergie totale de cette matière ne varie pas de façon progressive, et cela implique que l'absorption et l'émission se compensent exactement. Il faut en conclure que le coefficient k d'absorption et d'émission de la matière n'intervient en aucune façon dans la détermination de l'intensité du rayonnement, et que celle-ci résulte uniquement de la loi de la libération de l'énergie par les sources particulières, loi qui nous est inconnue *a priori*.

Soient p la pression de la matière, q la pression de radiation et P la pression totale. Développons l'hypothèse suivant laquelle, en chaque point d'une étoile, la libération de l'énergie est proportionnelle, d'une part, au rapport quadratique $q^2/p\mathrm{P}$ et, d'autre part, à la racine carrée de la température T; en désignant par ϖ la puissance libérée par une masse m et par A une constante universelle, on est ainsi conduit à poser :

$$(1) \qquad \frac{\varpi}{m} = \mathrm{A}\,\frac{q^2}{p\mathrm{P}}\,\mathrm{T}^{\frac{1}{2}} = \mathrm{A}\,\frac{(1-\beta)^2}{\beta}\,\mathrm{T}^{\frac{1}{2}}.$$

Dans ces conditions, en conservant les notations de M. Bialobrzeski

auxquelles nous avons déjà recouru [1], il vient :

$$dL_r = A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}T^{\frac{1}{2}}4\pi r^2\rho\,dr = A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}u_0^{\frac{1}{2}}T_1^{\frac{1}{2}}\frac{4\pi}{\omega^3}\xi^2\psi^{\frac{7}{2}}\,d\xi$$

$$= A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}T_0^{\frac{1}{2}}\frac{M}{M_1}\xi^2\psi^{\frac{7}{2}}\,d\xi.$$

d'où, en intégrant,

$$L_r = A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}T_0^{\frac{1}{2}}\frac{M}{M_1}\int_0^{\xi}\xi^2\psi^{\frac{7}{2}}\,d\xi.$$

Cette expression croît bien en même temps que r, et l'on obtient pour le rayonnement total :

$$(2)\qquad L = A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}T_0^{\frac{1}{2}}\frac{M}{M_1}\int_0^{\xi(\psi=0)}\xi^2\psi^{\frac{7}{2}}\,d\xi = A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}T_0^{\frac{1}{2}}\frac{M}{2,015}\times 1,519.$$

On en déduit facilement la relation masse-luminosité :

$$L \sim M^{\frac{7}{5}}(1-\beta)^{\frac{3}{2}}\mu^{\frac{4}{5}}T_e^{\frac{4}{5}}.$$

En vue de calculer numériquement la constante universelle A, transformons comme suit la formule (1) :

$$\frac{\varpi}{m} = A\frac{(1-\beta)^2}{\beta}T^{\frac{1}{2}} = \frac{1\,\text{erg}}{1\,\text{sec}\times 1\,\text{gr}}\frac{(1-\beta)^2}{\beta}xT^{\frac{1}{2}} = \frac{(1\,\text{cm})^2}{(1\,\text{sec})^3}\frac{(1-\beta)^2}{\beta}xT^{\frac{1}{2}}.$$

Il en résulte que $xT^{\frac{1}{2}}$ est un nombre sans dimensions, qui, pour tout état thermique déterminé, a une valeur également déterminée indépendante de l'échelle des températures.

Recherchons maintenant un état thermique particulier, nettement quantifié, pour lequel $xT^{\frac{1}{2}}$ doit être un nombre quantique connu. A cet effet, rappelons une propriété essentielle du rapport de la masse m'_0 du proton à la masse m_0 de l'électron; ce rapport est tel que la neuvième partie du moment cinétique $m'_0c\rho$, où ρ est le rayon de l'électron, vaut exactement une unité quantique $h/2\pi$:

$$\frac{m'_0}{m_0} = \frac{27}{2}137 = 1849,5, \qquad \frac{1}{9}m'_0c\rho = \frac{h}{2\pi}.$$

Puis considérons la masse M_0 définie par la formule

$$\frac{1}{M_0} = \frac{1}{m_0} + \frac{1}{m'_0},$$

---

(1) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 723.

désignons par T_p la température qui correspond à la neuvième partie de l'énergie M_0c^2 et écrivons que le nombre qui est alors à considérer vaut justement une unité quantique, soit 1849,5 :

$$xT_p^{\frac{1}{2}} = 1849,5.$$

Mais, dans le cas où l'on utilise l'échelle centigrade, la température T_p est mesurée par $1,32 \times 10^8$ degrés absolus, et il s'ensuit que, dans ce cas,

$$x = \frac{1849,5}{(1,32)^{\frac{1}{2}} 10^4} = 0,161, \qquad A = 0,161 \text{ cm}^2 \text{sec}^{-3}.$$

Ce résultat étant acquis, on peut calculer la grandeur des étoiles. En admettant que 2,11 représente le poids moléculaire moyen, on trouve les résidus suivants par rapport aux grandeurs qui découlent de l'observation : +0,02 pour V Puppis, −0,20 pour Algol, −0,03 pour Capella, +0,05 pour le Soleil. L'étude du système Krueger 60 est particulièrement intéressante; chacune des deux composantes de ce système satisfait à la loi.

PHYSICO-LOGIQUE. — *L'unité de la Physique théorique*. Note de M. **Jean-Louis Destouches**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le but de cette Note est d'esquisser la démonstration de l'unité de la Physique théorique sous la forme précise suivante : Étant donné deux théories physiques, il existe toujours une théorie qui les unifie.

1. Par des raisonnements de pure logique (il n'est pas nécessaire d'adopter la logique classique; une logique beaucoup plus générale L_2, que nous préciserons ailleurs, suffit), il est d'abord possible de démontrer que, deux théories Th_1 et Th_2 étant données, si aucune proposition de l'une n'a sa négation qui appartienne à l'autre, il existe une théorie englobante Th, telle que toute proposition de Th_1 ou de Th_2 appartient à Th, l'appartenance d'une proposition à une théorie signifiant qu'elle est conséquence des axiomes.

La théorie englobante a pour termes primitifs la réunion des termes primitifs, pour axiomes la réunion des axiomes des deux théories, avec ensuite une réduction pour établir l'indépendance, les règles de définition et de raisonnement étant celles des théories composantes dans les parties qui leur correspond; s'il existe une partie nouvelle, les règles qu'on y applique sont choisies de telle manière que la théorie soit consistante.

2. Dans le cas où il y a au moins une proposition d'une des théories dont la négation appartient à l'autre, il n'existe pas de théorie englobante, au sens que nous venons d'indiquer, qui soit non contradictoire.

Mais nous supposons que nos théories données Th_1 et Th_2 ne sont pas des théories déductives quelconques : ce sont des théories physiques ; par suite elles sont des schémas qui doivent être adéquats. Ce que nous devons chercher, ce n'est pas une théorie englobante qui contienne toutes les propositions des deux théories données, mais une théorie qui renferme toutes les propositions *adéquates* de chacune d'elles. Pour marquer la différence nous dirons dans ce cas *théorie unifiante* de Th_1 et Th_2.

Les propositions d'une théorie physique peuvent être classées en quatre catégories : 1° des énoncés de résultats d'expériences; 2° des énoncés de prévisions certaines ou incertaines concernant des mesures à effectuer ultérieurement ; 3° des énoncés concernant des éléments abstraits adjoints aux éléments ayant une signification physique, c'est-à-dire aux résultats de mesures et aux prévisions de résultats de mesures; 4° des énoncés établissant des correspondances entre des ensembles de ces divers éléments.

Soit r appartenant à Th_1 et sa négation $\sim r$ à Th_2 ; cette proposition n'est pas du type 1°; si elle est du 2° il faudra faire appel à l'expérience; si elle vérifie toujours l'exactitude de r on considère Th_1 comme bien adaptée sur ce point et Th_2 devra être modifiée; ce sera le contraire si c'est $\sim r$ qui est vérifié. Mais l'expérience peut donner tantôt raison à Th_1 et tantôt à Th_2; dans ce cas les deux théories doivent être retouchées. En aucun cas l'expérience ne donnera la vérification simultanément de r et de $\sim r$, donc il y a nécessairement une inadéquation et une modification d'au moins une des deux théories est nécessaire. On doit de la même manière examiner les propositions des autres catégories et l'on est conduit au même résultat.

3. Pour modifier une théorie physique on peut se borner à modifier les axiomes ou les règles de définition (en général on ne peut toucher aux termes primitifs qui doivent être conservés). De telles modifications ne sont pas toujours suffisantes pour assurer l'adéquation, car si l'on peut éliminer les propositions inadéquates de cette manière, le plus souvent on éliminera en même temps des propositions qu'il est nécessaire de conserver. Donc ces modifications ne seront pas toujours convenables. Il faut en envisager d'autres qui ne peuvent être que des modifications des règles de raisonnement. Un exemple effectif où l'on se trouve dans cette nécessité est fourni par la

conciliation des théories ondulatoires et corpusculaires dans la Mécanique ondulatoire qui, comme l'a établi Mlle Février [1], exige une modification de la logique. Ces modifications ne peuvent être que des affaiblissements des règles classiques ayant pour effet d'interdire certains raisonnements.

Ayant éliminé par des modifications convenables les propositions inadéquates de Th_1 et Th_2, tout en conservant la totalité des propositions adéquates, ces théories sont devenues Th'_1 et Th'_2 qui n'ont plus de propositions telles que la négation d'une proposition de l'une appartienne à l'autre; il existe alors une théorie englobant Th'_1 et Th'_2. Nous lui donnerons le nom de théorie unifiante de Th_1 et Th_2, d'où :

Il existe toujours une théorie unifiante de deux théories physiques qui est au moins aussi adéquate que les deux théories données.

Par récurrence sur la construction de théories unifiantes ce résultat s'étend immédiatement au cas de n théories physiques par unification successive de la théorie unifiant les p premières avec la $(p+1)^{\text{ième}}$: c'est en cela que consiste l'unité de la Physique théorique.

4. Pour l'établir, on doit bien remarquer que les raisonnements de logique pure ne nous ont pas suffi et que nous avons dû utiliser la notion d'adéquation et faire appel à des expériences. Ce n'est que par des raisonnements de ce genre, qu'il est possible d'ailleurs de formaliser complètement, que l'on peut obtenir des résultats généraux concernant les théories physiques. On doit les considérer comme appartenant à une discipline nouvelle que nous appellerons *Physico-logique*. Elle doit jouer vis-à-vis des théories physiques le même rôle que la Métamathématique vis-à-vis des théories mathématiques.

5. La méthode qui nous a permis d'établir l'existence d'une théorie unifiante ne se borne pas à établir une existence idéale, mais fournit un moyen de construction effectif de la théorie unifiante : on part d'une théorie mixte Th_0 ne contenant que des parties de Th_1 et Th_2 englobables et par des adjonctions successives de termes et d'axiomes corrigées par des modifications des règles de raisonnement, on finit après un nombre d'adjonctions au plus égal au nombre d'axiomes des deux théories par obtenir la théorie unifiante.

Nous avons appliqué cette méthode à l'unification de la théorie de la

---

(1) PAULETTE FÉVRIER, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 481 et 958.

Relativité généralisée et de la théorie des Quanta, qui étaient demeurées jusqu'à maintenant inconciliables et nous avons pu y parvenir.

Dès lors le problème de l'unification des théories physiques se trouve résolu effectivement dans sa pleine généralité.

PHYSIQUE. — *Influence des champs électrique et magnétique sur l'étincelle électrique dans l'air à la pression atmosphérique.* Note [1] de MM. **Lucien Bull** et **Pierre Girard**, présentée par M. Aimé Cotton.

Au cours d'expériences ayant pour objet la mesure photographique directe de petites étincelles condensées, nous avons fait quelques observations sur l'influence que peuvent avoir sur elles les champs électrique et magnétique.

Ces étincelles étaient produites par la décharge dans l'air d'une capacité d'environ 1/1000e de microfarad entre électrodes de magnésium espacées de 2mm. Les images étaient photographiées à l'aide d'un miroir tournant, selon la méthode classique, à cette différence près que le miroir, fixé sur un rotor sans axe mû par l'air comprimé suivant le principe Henriot-Huguenard, tournait à une très grande vitesse angulaire. Certaines modifications antérieurement décrites de cet appareil [2] permettent de conserver aux vitesses les plus élevées, la stabilité parfaite du rotor qui faisait défaut aux premiers modèles. On obtient ainsi sans difficulté que l'image de l'étincelle, réfléchie sur une plaque photographique, balaye la surface sensible à une vitesse de 13 km/sec, ce qui produit un étalement suffisant de son impression photographique pour en permettre commodément la mesure. La netteté des images est accrue par le soufflage des vapeurs métalliques au moyen d'un champ électrique orienté perpendiculairement à l'axe des étincelles.

La mesure de la durée de celles-ci fournit des valeurs de l'ordre de 10^{-7} sec. en accord avec celles déjà obtenues avec des vitesses angulaires plus faibles [3] et avec celles qu'a données la méthode du condensateur de Kerr utilisée notamment par Dunnington et White [4].

---

(1) Séance du 3 novembre 1937.

(2) P. Girard et Chuckri, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 327.

(3) L. Bull, *Rev. Opt. Théor. et Instr.*, 13, 1934, p. 9.

(4) *Phys. Review*, 46, 1934, p. 99.

L'effet produit sur l'étincelle par un champ électrique de 1000 volts-cm. paraît constant; l'étincelle est toujours courbée en arc dont la convexité est dirigée vers l'anode (*fig.* 1). Mais nous avons été surpris de voir, dans le cas du champ magnétique, que l'action de celui-ci ne paraît pas toujours

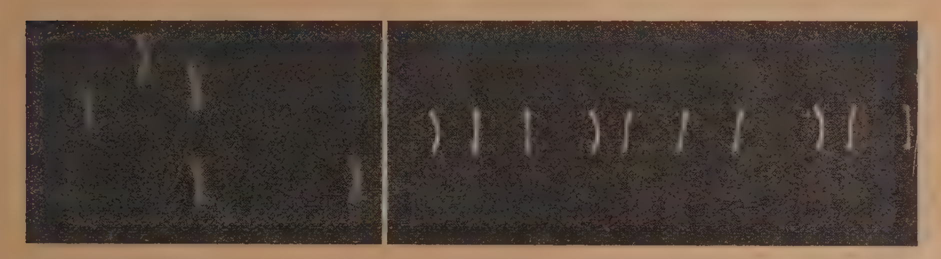


Fig. 1. Fig. 2.

constante. Nous avons utilisé pour ces expériences des champs d'environ 10000 gauss, occasionnellement un champ de 30000, mis à notre disposition par M. Cotton. Or il arrive, de façon exceptionnelle, de constater au cours d'une même série d'étincelles que certaines d'entre elles sont périodiquement courbées en arc, ainsi que le montre la figure 2 choisie pour mettre en évidence ce cas exceptionnel. On peut dire qu'en général les étincelles paraissent ne subir aucun effet appréciable d'un champ magnétique.

Le mécanisme de la décharge par étincelle électrique n'est donc pas toujours identique à lui-même, il dépend probablement de l'état du milieu diélectrique.

Dans certaines conditions rares que nous cherchons à préciser, les électrons transportant la charge d'une électrode à l'autre auraient un libre parcours notable et, sous l'action du champ magnétique, suivraient un trajet courbe. Plus fréquemment ce libre parcours des électrons serait nul ou trop petit pour qu'une déviation appréciable pût leur être imprimée.

En tout cas, une théorie quelle qu'elle soit du mécanisme de l'étincelle électrique devra tenir compte de la façon dont l'étincelle se comporte dans un champ magnétique.

MAGNÉTISME. — *Influence des transformations magnétiques sur la vitesse de formation des ferrites.* Note de MM. **Hubert Forestier** et **Richard Lille**, présentée par M. Georges Urbain.

Nous avons récemment montré ([1]) que la transformation magnétique au point de Curie avait une influence sur l'activité catalytique des oxydes ferromagnétiques; ces résultats nous ont conduits à étudier cette influence dans un type de réaction chimique simple, telle que la formation des ferrites à partir du sesquioxyde de fer et des oxydes métalliques du type MO

$$Fe^2O^3 + MO = Fe^2O^3.MO.$$

On sait que Fe^2O^3, bien qu'ayant un coefficient d'aimantation très faible (30.10^{-6}), est un corps ferromagnétique dont le point de Curie est situé à 675° ([2]); nous avons donc cherché à déceler une variation de la vitesse de formation des ferrites au voisinage de cette température.

Les composés ainsi obtenus étant fortement ferromagnétiques, en général, il était tout indiqué de suivre cette vitesse de réaction par une méthode magnétique. Le mélange des deux oxydes précipités simultanément dans les conditions habituelles ([2]), était recuit pendant une demi-heure à différentes températures, et les variations d'aimantation après recuit, repérées à l'appareil thermomagnétique.

Cette étude a porté sur les ferrites suivants : $Fe^2O^3.MgO$, $Fe^2O^3.SrO$, $Fe^2O^3.NiO$, $Fe^2O^3.CuO$, $Fe^2O^3.BaO$, $Fe^2O^3.PbO$. Les résultats obtenus sont rassemblés sur la figure ci-contre, dans laquelle les abscisses représentent les températures de recuit et les ordonnées l'aimantation à la température ordinaire ([3]).

Le fait fondamental qui ressort de l'examen de ces courbes est l'existence d'un maximum assez aigu autour de 675°, et du même ordre de grandeur quels que soient les oxydes réagissants : *il y a donc une augmentation de la vitesse de réaction au voisinage du point de Curie de* Fe^2O^3. Des maxima étroits du même genre, mais de hauteurs très inégales (généralement

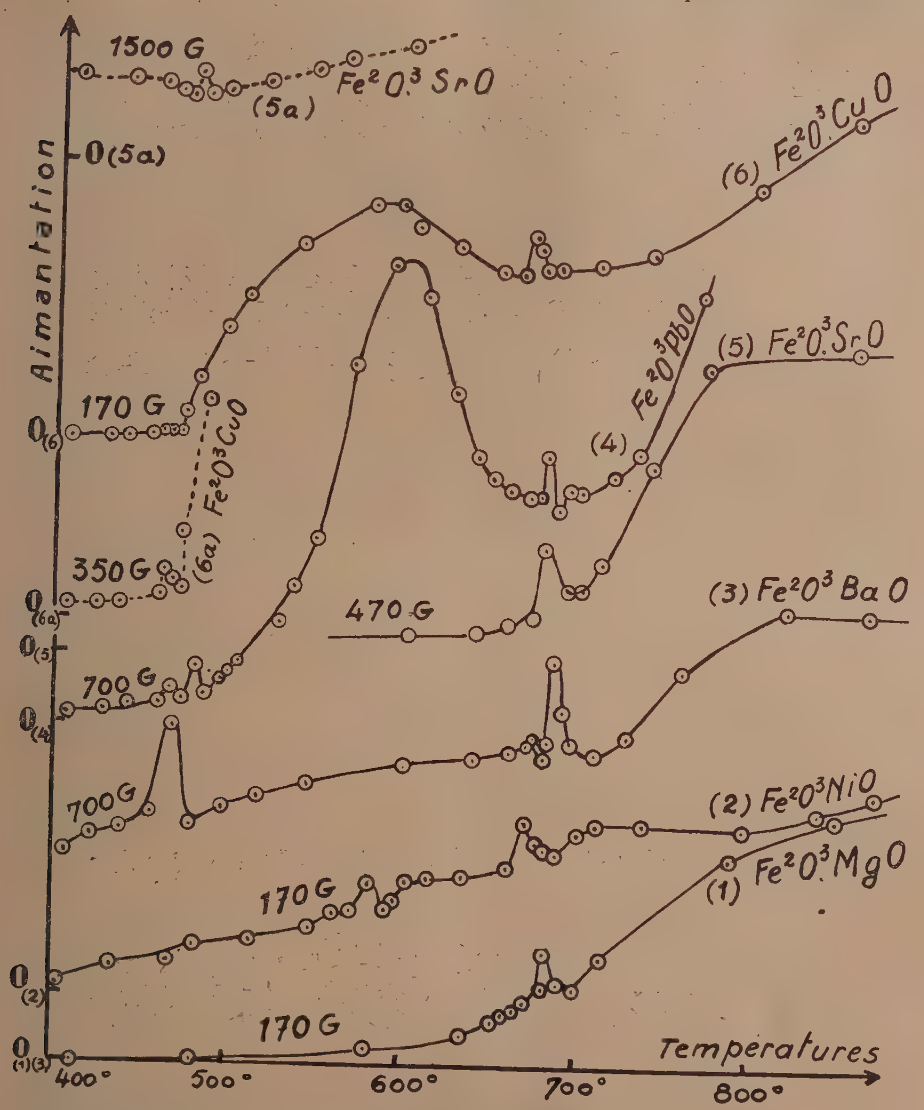
---

([1]) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1254.

([2]) H. Forestier, *Thèse*, Paris, 1928.

([3]) Certains tronçons de courbes (5 *a*) et (6 *a*) correspondent à des expériences effectuées dans un champ magnétique plus élevé que pour la courbe principale (5 ou 6) afin de mieux mettre en évidence certaines anomalies.

faibles), apparaissent avant 675°, à des températures variables d'une courbe à l'autre, ces températures correspondent aux points de Curie des



différents ferrites en formation : $Fe^2O^3.NiO$ (590°), $Fe^2O^3.BaO$ (460°), $Fe^2O^3.PbO$ (465°), $Fe^2O^3.CuO$ (460°), $Fe^2O^3.SrO$ (480°).

Il faut noter également, dans le cas des ferrites de cuivre et de plomb, un

véritable démarrage de la réaction après leurs points de Curie respectifs; la quantité de ferrite formé passe par un maximum assez étalé (fortement marqué pour le ferrite de plomb) situé entre les points de transformation magnétique du ferrite et de Fe^2O^3; nous avions constaté de même pour ces deux ferrites, une augmentation rapide de leur activité catalytique après leur point de Curie. Ces résultats rappellent ceux déjà obtenus en utilisant ces oxydes comme catalyseurs ([1]); ils apportent une nouvelle confirmation de l'influence de la transformation magnétique sur l'activité chimique des corps ferromagnétiques.

PHOSPHORESCENCE. — *Modifications de la phosphorescence d'un sulfure de zinc semi-conducteur sous l'influence d'un courant électrique.* Note de M. **Georges Déchêne**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai déjà signalé ([1]) que la phosphorescence d'un sulfure de zinc semi-conducteur subit, dans une couche mince au contact des électrodes, un affaiblissement notable sous l'influence du passage d'un courant électrique (continu ou alternatif) sous une tension de quelques centaines ou quelques milliers de volts. Ce phénomène est en corrélation avec la production d'un champ électrique intense au voisinage des électrodes.

J'ai constaté aussi que l'extinction par un courant électrique est parfois précédée d'une surexcitation très brève de la phosphorescence. J'ai repris l'étude de ces phénomènes en utilisant un nouveau dispositif expérimental : l'écran phosphorescent est recouvert d'une électrode conductrice transparente (lame de cellophane plongée dans une solution étendue d'acide sulfurique, puis séchée); la lumière émise est projetée sur une cellule photoélectrique sensible, le flux lumineux étant interrompu 320 fois par seconde à l'aide d'un disque tournant; le courant photoélectrique ainsi modulé est, après amplification, rectifié par un redresseur oxymétal et mesuré avec un galvanomètre amorti de faible période (une seconde) qui permet de suivre les variations rapides de l'éclat de l'écran phosphorescent.

Considérations théoriques. — On admet que la phosphorescence est provoquée par le retour aux atomes de l'impureté luminogène des électrons qui en ont été extraits lors de l'excitation.

Dans les conceptions de Lenard, l'électron est retenu par un atome

([1]) *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 139.

électronégatif formant avec l'atome luminogène ionisé une « paire polarisée »; c'est à l'aide de cette hypothèse, par des raisonnements souvent fort compliqués, que Schmidt ([2]) a expliqué la surexcitation de la phosphorescence d'un sulfure de zinc isolant sous l'influence d'un champ électrique intense.

On peut interpréter plus simplement les résultats de Schmidt et les miens en admettant, comme l'a fait Maurice Curie ([3]), que l'électron, sans se fixer sur un atome déterminé, reste au voisinage immédiat du centre dans le champ interionique du réseau cristallin du diluant. On sait que les travaux récents sur la semi-conductibilité admettent que les hétérogénéités dans un cristal y facilitent le déplacement des électrons. Dans un sulfure de zinc isolant, un champ électrique intense peut donc déplacer l'électron de phosphorescence dans le voisinage du centre phosphorogène dont il est issu et faciliter ainsi son retour à l'atome luminogène; ainsi s'explique l'accroissement de luminosité au moment de la production du champ électrique. Mais si, comme dans mes expériences, le milieu est semi-conducteur, certains de ces électrons peuvent être entraînés dans le diluant loin des centres phosphorogènes; il en résulte un affaiblissement durable de la phosphorescence.

Divers faits observés. — Soient b_1 et b_2 les brillances de deux régions voisines d'un même écran excitées dans les mêmes conditions, la deuxième région seule ayant subi l'extinction par un courant électrique, le quotient b_1/b_2 sera désigné dans ce qui suit par l'expression *rapport d'extinction*.

Les électrons de phosphorescence entraînés par le champ électrique sont ceux dont l'extraction était particulièrement aisée et dont, par suite, un retour spontané rapide à l'atome luminogène était le plus probable; on doit donc prévoir, ce qui confirme l'expérience, une diminution progressive du rapport d'extinction après la suppression du courant.

Exemple. — ZnCdS — Cu rouge orangé. — L'extinction sous une tension alternative de 1500 volts est produite 15 secondes après l'excitation.

Temps écoulé depuis l'extinction (en secondes)...	5.	35.	60.	90.
Rapport d'extinction........................	1,6	1,3	1,15	1,05

Cependant un léger affaiblissement subsiste tant que la phosphorescence est sensible.

([2]) *Ann. de Phys.*, 7, 1923, p. 161.

([3]) Maurice Curie, *Luminescence des corps solides*, Conférences-Rapports, 1934; *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1352).

2° Soit un écran divisé en deux régions A et B, dont la première seule a été traversée par un courant électrique. Si, quelques minutes après l'extinction, on chauffe l'écran pour accélérer l'émission de la phosphorescence, la région A paraît d'abord plus sombre, puis son éclat devient égal à celui de B tant que la phosphorescence subsiste; dans l'ensemble, « la somme de lumière » émise par la région A est donc plus faible; il faut admettre que, comme dans l'extinction par les rayons infrarouges et sans doute par le même mécanisme (M. Curie, *loc. cit.* p. 83), l'entraînement de l'électron de phosphorescence est suivi d'une désactivation de l'atome luminogène sans émission lumineuse visible.

Si l'on attend pour chauffer l'écran plusieurs jours ou même plusieurs semaines, on observe encore une légère luminosité résiduelle (thermoluminescence), dans ce cas, l'éclat de la région A est plus intense et plus persistant; certains électrons de phosphorescence, tout en restant au voisinage du centre phosphorogène, ont donc été entraînés par le champ électrique en une position telle que leur retour spontané à température ordinaire soit très improbable.

3° Si le courant électrique est maintenu dans la substance phosphorescente pendant son excitation, la suppression de ce courant pendant la désactivation produit un bref renforcement d'éclat.

La disparition du champ est en effet accompagnée du retour des électrons qui, sans s'éloigner des centres phosphorogènes, avaient été déplacés par le champ électrique; ce mouvement des électrons provoque la recombinaison de certains d'entre eux avec les atomes luminogènes.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Comparaison des spectres d'absorption dans le proche infrarouge des amines à l'état de vapeur et à l'état liquide.* Note de Mme **Marie Freymann**, présentée par M. Georges Urbain.

Les recherches sur les spectres d'absorption dans le proche infrarouge des composés organiques à l'état de vapeur ont été relativement peu développées jusqu'ici [1]; en ce qui concerne les amines, aucun travail n'avait encore été effectué à notre connaissance. Nous nous sommes donc proposé

(1) Mecke et ses collaborateurs, *Zts. für Phys.* de 1930 à 1937; A. Naherniac, *Ann. de Phys.*, 7, 1937, p. 528; B. Stansfeld, *Zts. für Phys.*, 74, 1932, p. 466.

de comparer les spectres des amines que nous avions examinées à l'état liquide (2) à celui des mêmes substances à l'état de vapeur.

Les spectres des vapeurs ont été enregistrés (entre $0^{\mu},8$ et $1^{\mu},2$) en utilisant une cuve de pyrex à faces terminales soudées (longueur 1^{m}), chauffée électriquement. Lorsque la température de la cuve a atteint le point d'ébullition de la substance étudiée, on introduit rapidement celle-ci (5 à 20^{cm^3}) et l'on ferme hermétiquement la cuve.

Les fentes d'entrée et de sortie du spectromètre occupant 3 Å dans le spectre, nous ne pouvons observer la structure rotationnelle des bandes. Dans certains cas (hydrazine par exemple), nous avons cependant décelé les branches P et R.

C'est le troisième harmonique de la bande (NH) voisine de $1^{\mu},04$ que nous avons examiné pour quelques amines typiques : Isopropylamine, amylamine, hydrazine, aniline, monométhylaniline, pipéridine et pyrrol.

Trois résultats essentiels méritent d'être signalés :

1° Pour tous ces amines le *passage de l'état liquide à l'état de vapeur se traduit par un déplacement des diverses composantes* (NH) *vers les fréquences élevées*. On obtient par exemple les variations suivantes : Isopropylamine liquide : 10455 (I), 10168 (f), 10064 (f); vapeur : 10466 (i), 10394 (I), 10130 (f), 10000 (f). — Amylamine liq. : 10452 (I), 10168 (f), 10064 (f); vap. : $\left\{\begin{matrix}10401\\10349\end{matrix}\right\}$ (I), 10130 (f), 10000 (f). — Hydrazine liq. : 10654 (I), 10557 (I), 10317 (f), 10189 (f); vap. : $\left\{\begin{matrix}10583\\10547\end{matrix}\right\}$ (I), $\left\{\begin{matrix}10401\\10362\end{matrix}\right\}$ (I), 10176 (f), 10020 (f). — Aniline liq. : 10289 (I), 9999 (f); vap. : 10156 (I), 10054 (f), 9851 (f), 9727 (?). — Monométhylaniline liq. : 10427 (i), 10212 (I); vap. : 10085 (I). — Pipéridine liq. : 10801 (f), 10692 (f), 10542 (I), 10478 (I); vap. : 10732 (f), 10635 (f), 10500 (I), 10375 (I). — Pyrrol liq. : 10413 (i), 10116 (I); vap. : 9961 (i), 9890 (f), 9818 (I).

I = intense, i = inflexion, f = faible.

Ces déplacements sont de même sens que ceux résultant de la dilution des mêmes aminés dans CCl^4 ou H^2O, mais ils leur sont supérieurs. *Ils manifestent la destruction des interactions moléculaires*. En général, les bandes des vapeurs sont fines et bien définies.

2° Dans un travail précédent (*loc. cit.*) nous avons indiqué la présence de trois composantes de la bande (NH) pour les amines primaires aliphatiques liquides. Ces résultats paraissant contradictoires avec les données de

---

(2) Mme M. Freymann et M. R. Freymann, *Journ. Phys.*, 7, 1936, p. 476.

l'effet Raman et leur interprétation mécanique (vibrations symétrique et antisymétrique), nous avions réservé la possibilité de la superposition d'une bande (CH) aux composantes (NH). Or la figure A montre pour l'isopro-

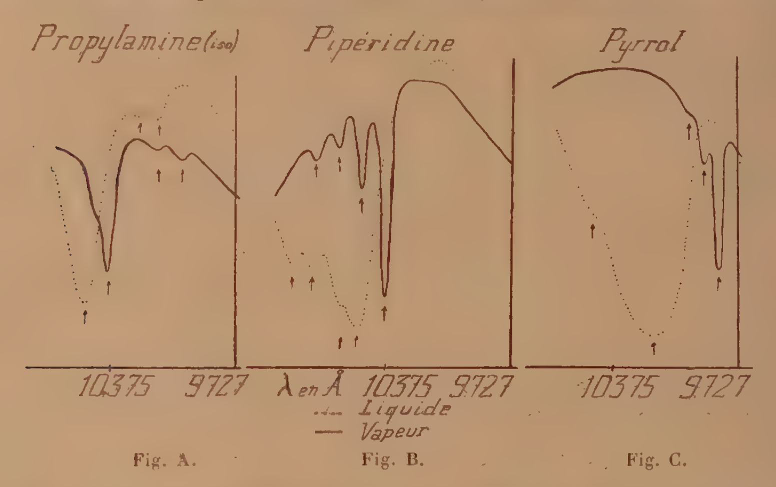


Fig. A. Fig. B. Fig. C.

pylamine (comme pour l'amylamine) trois composantes très nettes. Dans les conditions expérimentales où nous travaillons, les bandes (CH) n'apparaissent pas à l'état de vapeur; nous sommes donc en droit de conclure à *l'existence de trois composantes* (NH) *pour les amines primaires aliphatiques*.

3° Nous avons observé précédemment la présence de quatre composantes (NH) pour la pipéridine et de deux pour le pyrrol à l'état liquide. Aussi avons-nous admis avec d'autres auteurs ([3]) *l'existence de plusieurs formes moléculaires en équilibre*. Cet effet n'est pas lié à l'influence des interactions moléculaires car les figures B et C montrent que *les diverses composantes* (NH) *existent encore à l'état de vapeur pour la pipéridine et le pyrrol*. Nos conclusions antérieures se trouvent donc confirmées.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Nouvelles recherches sur l'élément* 87 (Ml). Note de M. **Horia Hulubei**, présentée par M. Jean Perrin.

Depuis ma Note préliminaire sur l'élément 87 (*moldavium*), j'ai cherché, sur mes souches initiales, plus concentrées en alcalins lourds, à préciser les émissions Lβ et Lγ.

([3]) G. Bonino, *Rendiconti Lincei*, 25, 1937, p. 502; M. Freymann et R. Freymann (*loc. cit.*); L. Pauling, *J. Amer. Chem. Soc.*, 58, 1936, p. 94.

87 $L\beta_1$, la plus intense du groupe, se situe dans une région spectrale peuplée de raies d'autres éléments lourds connus : Hg$L\gamma_4\gamma'_1$ [834,8 (Müller); 836,1 (Eddy Turner); γ_4 (837,21); γ'_4 (838,40) (Y. Cauchois)]; Bi$L\gamma_5$ (837,7); Pb$L\gamma_1$ (838,01); Tl$L\gamma_3$ (839,34); Tl$L\gamma_6$(842,28).

Pour Hg, Bi et Tl ces raies ne peuvent gêner l'émission recherchée car leurs γ_1 n'apparaissent absolument pas dans l'émission propre du tube ni sur les clichés d'analyse de mes souches.

Mes produits donnent tous une raie à environ 838 u. x. (à la précision de mes pointages non séparable de Pbγ_1). Comme on pouvait craindre une émission de fluorescence de certaines protections de Pb du spectrographe (cependant peu probable dans mes conditions d'expérience), j'ai recherché simultanément Pb$L\beta_{1,2}$ et Pb$L\alpha_1$ qui doivent être de beaucoup plus intenses. Dans les cas où ces raies n'étaient pas décelées, l'émission *propre* du tube ne donnait pas la raie 838, mais celle-ci apparaissait lorsque je plaçais le produit à analyser sur l'anticathode. Son intensité augmentait lentement avec la concentration en alcalins lourds par fractionnements successifs.

D'ailleurs les autres raies du Pb à attendre dans le voisinage : $L\gamma_3$, γ_2, γ_6, γ_4 étaient totalement absentes.

87 $L\beta_2$. — Les raies les plus voisines à craindre sont : Sn$K\beta_2$ (deuxième ordre) : $2 \times 425{,}04$ (Ingelstam) et Th$L\eta$(852,8).

Je décèle une émission faible, mais persistante, à environ 856 u. x., nettement distincte de Thη. Aucune trace de SnK dans le premier ordre.

L'existence de la raie 856, *libre de toute coïncidence, déjà à la précision de ces mesures, constituerait l'une des meilleures preuves de la probabilité d'existence d'un certain isotope* 87 *non fugitif.*

Le spectre $K\beta$ du Rb gêne considérablement l'analyse éventuelle de 87 $L\beta_3$, β_5.

J'ai encore observé souvent, entre autres, une raie très faible, mais bien définie vers 715 u. x. Les contrôles montrent qu'il ne s'agit ni de Mo$K\alpha$ ni de U$L\beta_1$. Cette raie pourrait être identifiée à 87 $L\gamma_1$.

Ces recherches renforcent donc mes premiers résultats sur l'élément 87, *quoique la faiblesse des émissions observées souligne sa rareté.*

Récemment F. R. Hirsh (²) a recherché sans succès cet élément 87 dans $CsHSO_4$ extrait d'une lépidolithe. Avec le même cristal analyseur, Papish

---

(¹) H. HULUBEI, *Comptes rendus,* **202**, 1936, p. 1927.

(²) *Phys. Rev.*, **51**, 1937, p. 584.

et Wainer [3] avaient annoncé avoir identifié certaines raies du 87 (samarskite). Hirsh [2] relève un défaut dans le cristal de Papish et Wainer et met en doute, de ce fait, leurs résultats expérimentaux. D'ailleurs, même sans ce détail, le travail préliminaire et sans suite de ces auteurs était difficile à retenir. En effet : *Raie* 1026 : coïncidence, entre autres, avec W $L\gamma_1$ et Au $L\beta_{10}$. *Raie* 1038 : coïncidence avec Br $K\alpha_1$ (1037,59) ; et Hg $L\beta_2$ (1037,56) ; l'auteur n'indique pas avoir recherché le Br ni le Hg. *Raie* 944 : : diffère d'environ 10 u. x. de toute prévision théorique pour 87 $L\gamma_1$, émission d'ailleurs parmi les plus faibles à attendre. *Raie* 852,4 : mesurée avec précision et interprétée comme 87 $L\beta_2$. L'écart aux prévisions théoriques serait de plus de 3 u. x., ce qui est trop pour une raie mesurée à 0,1 u. x. près. Par contre, il y a coïncidence avec Th γ_1 (852,8). *Raie* 4517 : coïncidences possibles, entre autres, avec Bi $M_{III}N_V$, Au $M_{III}O_{IV,V}$, Ru $L\beta_4$ (1er ordre), W $L\gamma_5$ (4e ordre).

Quant au résultat positif annoncé par F. Allison [4] et ses collaborateurs, il semble impossible de le retenir puisque la méthode « magnétooptique » qui leur a servi a été continuellement critiquée et mise en question. [Voir par exemple les résultats récents d'un contrôle rigoureux de cette méthode par G. Comstock [5] : l'effet magnétooptique d'Allison n'existe pas.] De plus l'élément 87 (impair) serait révélé, dans cette méthode, par six isotopes ?

Hirsh [2] considère comme encore ouverte la question des preuves expérimentales de l'existence du 87, car les nombres approximatifs que j'ai indiqués pour 87 $L\alpha_1$ et α_2 pourraient être attribuables à Hg $L\beta_3$ et Hg $L\beta_4$. Le jeu seul des intensités des raies que j'observe ne permet pas cette interprétation et j'avais souligné qu'il n'y avait pas de Hg dans l'émission de mon tube (pas de Hg $L\alpha_1$). Mes nombres, résultant d'une mesure très difficile, sur des raies très faibles, ne devaient prétendre à une grande précision ; je les avais donnés à titre d'indication après avoir fait les recoupements spectroscopiques utiles pour fixer l'origine de celles-ci ; ils ne diffèrent certainement pas de 6 et 7 u.x. des valeurs théoriques, aucune interpolation sur des nombres actuellement connus ne pouvant donner 1026 et 1036 pour α_1 et α_2. (D'ailleurs Papish et Wainer calculent aussi 1026 et 1038.)

(3) J. Papish et E. Wainer, *Journ. of Americ. Chem. Soc.*, 53, 1931, p. 3818.
(4) F. Allison et Murphy, *Phys. Rev.*, 35, 1930, p. 285.
(5) G. C. Comstock, *Phys. Rev.*, 51, 1937, p. 776.

De nombreux contrôles, avec tubes à rayons X pompés exclusivement à l'huile, avec filament de tantale, pour débarrasser la région spectrale des émissions WL gênantes : L_IO_V, L_IO_{IV}, γ_4, γ'_4, L_IO_I, L_IN_V, L_IN_{IV}, m'ont permis d'observer la persistance des émissions considérées dont je m'efforce de préciser la mesure. J'ai d'ailleurs obtenu ces émissions, avec mes produits, à l'aide de deux spectrographes différents et de cristaux différents (quartz, mica), avec divers plans réticulaires dans plusieurs ordres. Ces concordances éliminent encore des erreurs possibles, entre autres celles dues à la parution de raies de fond continu, par des réflexions cristallines multiples ([6]).

CHIMIE PHYSIQUE. — *La variation isotherme et réversible de l'absorption dans les sols thixotropes.* Note ([1]) de M. **Wilfried Heller** et Mlle **Germaine Quimfe**, présentée par M. Aimé Cotton.

On a émis l'hypothèse ([2]) que la formation des géloïdes est à la base de la solidification thixotrope des sols. Ces géloïdes seraient une sorte d'agrégats réversibles des particules colloïdales (primaires ou secondaires). Nous donnons sous forme de résumé préliminaire quelques résultats expérimentaux qui paraissent favorables à cette hypothèse.

Une conséquence de cette conception est que les distances statistiques $\overline{d}_1$ entre les particules réunies en géloïdes seraient inférieures à $\overline{d}_0$ dans le système liquéfié et homogène (il s'ensuivrait pour la liqueur résiduelle et non gélifiée un $\overline{d}'_{1\,\lim} \to \infty$). On peut essayer d'évaluer l'ordre de grandeur de $\overline{d}_1$. Jochims ([3]) observait que des sols de V_2O_5 dans lesquels il y avait des tactoïdes pouvaient devenir thixotropes si l'on augmentait la concentration du contre-électrolyte présent. Puisque un affaiblissement du potentiel ζ diminue les distances interparticulaires dans l'état d'agrégation (s'il n'y a pas intervention d'autres facteurs), il est raisonnable d'admettre que $\overline{d}_1$ peut être inférieur à une longueur d'onde lumineuse, car il a été établi que $\overline{d}_1$ dans les tactoïdes ne dépasse guère 3000 Å ([4]). Si les particules

([6]) Y. Cauchois, H. Hulubei et J. Weigle, *Helvetica Phys. Acta*, 10, 1937, p. 218.

([1]) Séance du 3 novembre 1937.

([2]) W. Heller, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 61.

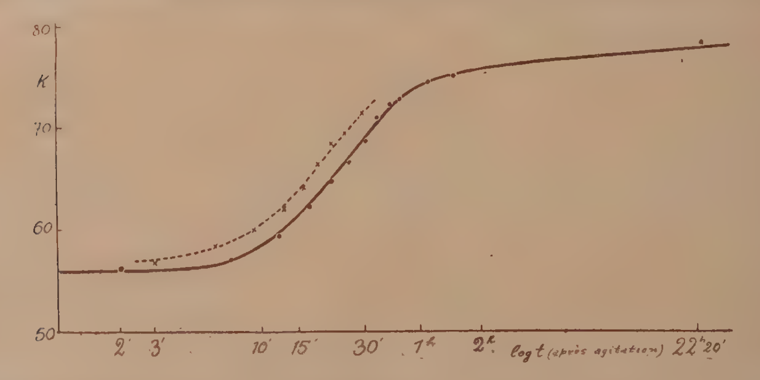
([3]) *Koll. Zeitschr.*, 41, 1924, p. 215.

([4]) W. Heller, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 831.

diffractent notablement la lumière, la transition $\overline{d}_0 \rightarrow \overline{d}_1 + \overline{d}'_1$ doit alors être accompagnée d'un accroissement perceptible du pouvoir d'absorption conservatrice du système, en raison de la valeur critique de $\overline{d}_1$. Pour essayer de prouver l'existence des géloïdes on a donc cherché l'effet jusqu'alors inconnu d'une augmentation isotherme et réversible de l'absorption.

Pour l'étude on s'est servi d'un vieux sol thixotrope de goethite fortement diffractant. Il ne devenait suffisamment transparent que sous l'épaisseur de $0^{mm},97$ pour la radiation utilisée (6200 Å). La température était $22°,7$. Le temps de solidification : 9 minutes (diamètre du tube, $0^{cm},96$). Le coefficient d'absorption K se rapporte à l'épaisseur de 1^{cm} et à la concentration du sol de 6,44 pour 100 Fe.

La figure montre que l'effet existe vraiment. Les mesures de contrôle



(marquées par des croix) se rapportent au même échantillon, liquéfié à nouveau dans la cuve 5 jours après la première mesure [5]. Il paraît ainsi établi que les géloïdes peuvent exister et que les distances interparticulaires $\overline{d}_1$ ne dépassent pas dans le cas présent une longueur d'onde du spectre visible [6].

---

(5) L'effet ne peut pas provenir d'une déshydratation isotherme et réversible, car ce phénomène est thermodynamiquement impossible (l'énergie produite par l'agitation est trop petite), aussi la recherche expérimentale de cette déshydratation RÉVERSIBLE n'a-t-elle pas donné de résultats (E. HEYMANN, *Trans. Faraday Soc.*, 31, 1935, p. 846). L'effet ne peut pas provenir non plus des actions énergétiques interparticulaires qui diffèrent dans l'état de mouvement suspendu libre et de mouvement des particules, car il est trop grand.

(6) Cette deuxième constatation pourra être complétée d'une façon quantitative si l'on détermine la variation spectrale de $K_t - K_{t_0}(\Delta K)$. A chaque $\overline{d}_1$ doit correspondre

[Le *temps mort* au début de l'évolution correspond au fait analogue observé lors des essais de centrifugation (1), ce qui vient à l'appui de l'explication alors donnée.]

La présence ou l'absence d'un ΔK ne pourra servir pour prouver l'existence des géloïdes que si K_{l_0} est très grand. Car il peut y avoir absence pratique de ΔK dans un système à réseau de géloïdes si les particules sont fortement hydratées. L'hydratation diminue non seulement K_l et K_{l_0}, mais les particules ayant un plus grand volume, il se peut que $\bar{d}_1$ soit tel que $K_l - K_{l_0}$ devienne trop petit dans le visible. Nous y voyons la raison pour laquelle on ne parvenait pas, dans une étude antérieure [7] faite avec des sols thixotropes d'agar, à mettre en évidence une variation isotherme et réversible de l'effet Tyndall.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectres d'absorption, dans le proche infrarouge, des systèmes constitués par le gaz chlorhydrique et un solvant organique oxygéné.* Note de MM. **René Freymann** et **Jules Guéron**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons étudié, entre $0^{\mu},8$ et $1^{\mu},2$, le spectre infrarouge de solvants organiques ayant dissous du gaz chlorhydrique. On admet en effet généralement qu'il existe, dans ces solutions, des composés d'addition du type oxonium, dont certains ont pu être isolés à basse température, et des ions H^+ *solvatés* ($C^2H^5OH^{2+}$, par exemple, dans l'éthanol) [1].

Le solvant soigneusement desséché a été recueilli, après une dernière redistillation, dans un tube d'absorption du type Laîné (épaisseur utile, 5^{cm}) préalablement refroidi à -73°C. (ou, dans le cas du dioxane et du benzène, au voisinage du point de fusion du

---

une limite spectrale à partir de laquelle l'action séparée des particules d'un géloïde ($\lambda < \bar{d}_1$) devient plutôt une action combinée ($\lambda \gtrless \bar{d}_1$). On doit donc s'attendre à une convergence de ΔK vers o lorsqu'on descend vers les courtes longueurs d'onde. On pourra ainsi faire encore des déductions sur une variation de la valeur de $\bar{d}_1$ en comparant les λ pour lesquels $\lim \Delta K = 0$. Si ΔK est très grand pour $\lambda \geq \bar{d}_1$, on pourra d'ailleurs espérer trouver une région spectrale limitée pour laquelle la courbe d'absorption conservatrice est *anormale*, c'est-à-dire où *la diffraction augmente avec la longueur d'onde*.

(7) F.-G. Donnan et K. Krishnamurti, *Colloid Symp. Monogr.*, 7, 1930, p. 1.

(1) Briegleb et Lauppe (*Z. phys. Chem.*, 28 B, 1935, p. 154) ont montré que, dans le spectre Raman de solutions de BrH dans l'éther, à -40°C, certaines fréquences du solvant disparaissent tandis que des fréquences nouvelles se manifestent.

produit). On en détermine alors le spectre d'absorption. Puis on fait passer, dans le tube d'absorption même, un courant de ClH bien sec et refroidi. L'absorption s'en effectue avec une forte augmentation de volume. On prend une série de spectres de la solution au cours de son réchauffage progressif jusqu'à la température ordinaire [2].

Nous avons ainsi étudié le méthanol, l'éthanol, la propanone, l'oxyde d'éthyle, le dioxane et le benzène.

1° Les bandes (CH) de $0^{\mu},9$ sont toujours déplacées vers les grandes fréquences (*fig.* 1 et 2), sauf dans le cas du benzène où aucune modifica-

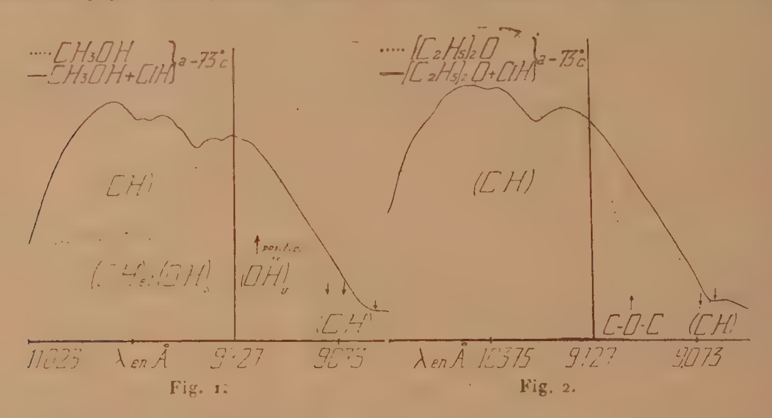


Fig. 1. Fig. 2.

tion n'apparaît. Le déplacement atteint, respectivement, 60, 80, 130, 250 cm^{-1} pour l'éthanol, le dioxane, l'oxyde d'éthyle, le méthanol. Les bandes voisines de 1^{μ} (bandes de déformation ou de combinaison ?) subissent des déplacements de même sens et de même importance [3].

2° Dans l'oxyde d'éthyle et dans le dioxane la bande voisine de $0^{\mu},94$, liée à la présence des groupes C-O-C, s'atténue fortement. Elle disparaît même dans le cas du premier corps (*fig.* 2), au moins sous la faible épaisseur

(2) En maintenant une basse température pendant toutes les opérations on est à peu près certain qu'il n'y a pas eu entre le solvant et ClH d'autres réactions que l'ionisation et la formation de composés d'addition. En particulier les éthérifications sont exclues.

(3) La bande de $0^{\mu},9$ est souvent double. La faible épaisseur sous laquelle nous opérions n'a pas toujours permis de la résoudre. Mais le déplacement observé est bien supérieur au déplacement apparent qui résulterait de l'effacement éventuel d'une des composantes. Ce déplacement semble toutefois inférieur à celui que provoque une réaction proprement dite : la bande se trouve à 11038 cm^{-1} dans l'éthanol, et vers 11100 cm^{-1} dans les solutions éthanoliques de ClH; dans le chlorure d'éthyle, elle est dédoublée à 11100 et 11167 cm^{-1} (tout ceci à — 73°C).

employée. Dans le cas du dioxane la bande atténuée se déplace, dans le même sens que les bandes (CH), de quantités du même ordre (CH : 80, C-O-C : 130 cm^{-1}).

3° Dans les alcools, la large bande $(OH)_s$ qui, vers $1^{\mu},04$, caractérise les groupes OH associés [4], disparaît dans les solutions chlorhydriques, alors qu'elle est intense, à la même température, dans les solvants purs (*fig.* 1). La bande $(OH)_v$, à $0^{\mu},96$, due aux groupes OH des molécules non associées [4], n'apparaît pas, même à température ordinaire (voir, figure 1, l'emplacement ordinaire de cette bande).

4° Tous ces changements subsistent jusqu'à la température ordinaire, en s'atténuant légèrement à mesure que ClH se dégage [5].

Il n'y a donc pas de différence spectrale essentielle entre les solutions à basse température (desquelles on a parfois pu séparer des composés définis) et ces mêmes solutions, à température ordinaire, où les composés éventuellement formés sont dissociés.

L'absence, à toute température, des bandes $(OH)_s$ et $(OH)_v$ semble incompatible avec les formules habituellement attribuées aux composés oxonium. Celles-ci impliquent en effet la permanence, ou même l'apparition, d'oscillations (OH) plus ou moins perturbées. On pourrait être tenté d'attribuer à la fois la disparition des bandes (OH) et la conductivité électrique des solutions à une ionisation des liaisons OH, sans solvatation de l'ion H^+ :

$$RR'OClH \rightarrow (RR'OCl)^- + H^+, \quad \text{ou} \quad RHOClH \rightarrow (ROCl)^{--} + 2H^+.$$

Cette hypothèse est insoutenable dans le cas de l'oxyde d'éthyle où ClH se dissout sans qu'apparaissent de propriétés acides [6].

On doit rapprocher le phénomène que nous signalons ici de la disparition des bandes (NH) observée aussi bien dans les spectres infra-rouges que dans les spectres Raman, lorsqu'on transforme NH^3 en $ClNH^4$ ou lorsque NH^3 ou des amines entrent dans la sphère de coordination d'un complexe de Werner [7].

---

(4) R. FREYMANN, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1063; P. BARCHEWITZ et R. FREYMANN, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1729.

(5) Après retour à la température ordinaire il restait, par exemple, 4,4 mol/l de ClH dans l'éthanol, après 2 mois; 11,5 dans le méthanol, 8,5 dans le dioxane, après 48 heures. Il n'y en avait que 0,7 dans le benzène à 5°C.

(6) *Traité de Chimie minérale* de P. Pascal, **1**, p. 512.

(7) P. JOB, M. et R. FREYMANN, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1043; M. et R. FREYMANN et P. RUMPF, *J. Phys.*, 7, 1936, p. 30; M. FREYMANN et J. P. MATHIEU, *Bull. Soc. Chim. France*, **4**, 1937, p. 1297.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Variations en fonction du temps et sous l'influence des électrolytes de la viscosité des solutions colloïdales de sulfure d'arsenic.* Note M. **Augustin Boutaric** et Mlle **Suzanne Thévenet**, présentée par M. Marcel Delépine.

1. Nos recherches ont porté sur des sols très concentrés de sulfure d'arsenic préparés par l'action directe de l'hydrogène sulfuré sur une solution aqueuse d'anhydride arsénieux, saturée à l'ébullition; leur concentration variait suivant les échantillons entre 50^g et 60^g de S^3As^2 par litre.

2. Nous avons observé sur tous les échantillons une diminution très nette de la viscosité en fonction du temps à partir du moment où leur préparation est terminée, la viscosité tendant vers une limite d'autant plus rapidement que la température à laquelle le sol est maintenu est plus élevée. C'est ce que montrent les nombres du tableau suivant qui donne, pour un sol, renfermant $49^g,25$ de S^3As^2 par litre, les viscosités mesurées à 26° de divers prélèvements conservés respectivement à 9°, à 33° et à 70°.

Temps (jours).....	0.	3.	7.	16.	44.	67.	88.
9°.............	1,116	1,111	1,105	»	1,083	1,076	1,069
33°.............	1,116	1,109	1,103	1,084	1,069	1,062	1,051
70°.............	1,116	1,069	1,055	1,038	1,033	1,026	»

3. Chakravarti et Dhar (¹) ont signalé qu'en présence d'un électrolyte sous des concentrations croissantes, la viscosité d'un sol de S^3As^2 va d'abord en diminuant, passe par un minimum pour une certaine concentration de l'électrolyte et augmente ensuite de plus en plus jusqu'à ce que soit atteinte la concentration pour laquelle l'évolution déterminée dans le sol en entraîne la floculation. Nous avons repris ces recherches afin de préciser l'influence de la nature des ions électrolytiques sur le phénomène : à 10^{cm^3} du sol initial on ajoutait $0^{cm^3},5$ d'une solution électrolytique de concentration convenable et l'on comparait la durée d'écoulement θ du mélange ainsi réalisé, à la durée d'écoulement θ_1 du mélange obtenu en ajoutant $0^{cm^3},5$ d'eau à 10^{cm^3} du sol initial, de manière à obtenir la viscosité relative η/η_1 du sol contenant l'électrolyte par rapport au sol de même concentration en S^3As^2, mais ne contenant pas d'électrolyte. Les expériences ont été faites

(¹) D. N. Chakravarti et N. R. Dhar, *Kolloïd Zeitschr.*, 42, 1927, p. 124.

sur un sol contenant 50^g,3 de S^3As^2 par litre et dont la viscosité η/η_0 par rapport à l'eau était 1,125 à 26°,

Afin de déterminer l'influence des cathions, nous avons tout d'abord comparé les chlorures des divers cathions. Nous avons ainsi constaté très nettement : 1° que le minimum de viscosité est obtenu pour des concentrations (en équivalent-grammes par litre) d'autant plus faibles que la valence du cathion est plus grande; 2° que l'abaissement minimum de viscosité diminue à mesure que croît cette valence. Nous donnons seulement ci-dessous les valeurs relatives aux chlorures de potassium, baryum, aluminium et thorium.

ClK.		Cl^2Ba.		Cl^3Al.		Cl^4Th.	
c.	$\frac{\eta}{\eta_1}$.	c.	$\frac{\eta}{\eta_1}$.	c.	$\frac{\eta}{\eta_1}$.	c.	$\frac{\eta}{\eta_1}$.
0	1	0	1	0	1	0	1
2,38.10^{-3} N	0,953	0,24.10^{-3} N	0,982	0,023.10^{-3} N	0,981	0,023.10^{-3} N	0,997
4,76 »	0,930	0,35 »	0,971	0,035 »	0,985	0,047 »	0,993
6,35 »	0,935	0,47 »	1,009	0,063 »	1,003	0,063 »	0,985
9,52 »	0,967	0,63 »	1,032	0,095 »	1,021	0,095 »	0,996
11,90 »	1,138	0,95 »	1,273	0,238 »	1,121	0,470 »	1,240

Les expériences faites sur les divers sels de potassium ne révèlent pas une influence nette de l'anion, sauf dans le cas d'électrolytes basiques comme OHK et PO^4K^3 pour lesquels la viscosité du sol va en diminuant constamment à mesure que croît la concentration, ce qui s'explique par la dissolution progressive des micelles de S^3As^2.

4. En comparant sur un même sol 1° les valeurs du minimum de la viscosité obtenu par addition des divers électrolytes sous des doses convenables, 2° la valeur limite vers laquelle tend la viscosité par évolution spontanée du sol en fonction du temps, soit à 9°, soit à 33°, on constate que l'addition d'un électrolyte monovalent sous la dose qui correspond au minimum de la courbe des viscosités en fonction des concentrations électrolytiques produit sur la viscosité du sol un abaissement comparable à celui qui s'établit spontanément dans le sol comme limite de l'évolution dont il est le siège : l'addition d'un électrolyte à cathion monovalent semble avoir pour effet de rendre instantanée une évolution qui, en l'absence de tout électrolyte, se produit au bout d'un temps très long, d'autant plus long que la température à laquelle le sol a été maintenu est plus basse.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Structure des corps colorés dans le visible d'après leur spectre d'absorption.* Note de Mme **Ramart-Lucas**, présentée par M. Georges Urbain.

De nombreuses théories (existence de groupes tels que le groupe quinonique, valences de sortes particulières telles que la valence carbonium, isomérie dynamique, etc.) ont été proposées afin d'expliquer la propriété que possèdent certains corps (et en particulier les *matières colorantes*) d'absorber diverses radiations visibles. Les controverses poursuivies à cet égard depuis plus d'un demi-siècle montrent assez que ces théories ne sont ni suffisantes ni générales.

J'ai pensé que la connaissance des relations entre la structure des corps organiques et leur absorption dans l'ultraviolet doit permettre de considérer le phénomène sous un jour très différent, et non seulement d'expliquer l'apparition de la couleur dans le visible, cela en ne faisant appel qu'à la théorie classique de l'absorption, mais aussi de prévoir les variations d'absorption qui doivent accompagner les changements de structure des corps colorés dans le visible.

Tout d'abord j'ai soumis au contrôle expérimental l'hypothèse suivant laquelle les règles établies [1] concernant les relations entre la structure des corps organiques et leur spectre ultraviolet sont valables pour leur spectre visible. Je l'ai fait particulièrement pour les règles qui concernent l'influence mutuelle qu'exercent deux chromophores suivant leur distance respective sur la chaîne carbonée, ainsi que l'effet produit par la substitution à l'azote et à l'oxygène (alcoylation, acidylation). L'expérience a confirmé cette hypothèse.

J'avais insisté, lors de l'étude des spectres ultraviolets, sur ce que l'absorption que deux chromophores communiquent, à une molécule dans laquelle ils se trouvent engagés, est tout à fait différente suivant qu'ils sont séparés par au moins un carbone ou bien liés directement. Dans le premier cas l'absorption qu'ils introduisent dans la molécule est sensiblement la somme de leurs absorptions *limites*, dans le second cas elle se montre en général très différente. Le groupe formé par ces deux chromophores soudés l'un à

---

(1) Mme Ramart-Lucas, *Traité de Chimie organique*, publié sous la direction de V. Grignard, t. II, p. 67 à 74.

l'autre peut être considéré comme un *chromophore unique d'une complexité plus élevée*, auquel s'appliquent toutes les règles observées dans le cas des chromophores simples.

Or cette influence mutuelle ou *couplage*, dont la signification physique a été élucidée en s'appuyant sur la théorie classique de l'absorption ([2]), a le plus souvent pour effet de déplacer fortement l'absorption vers les grandes longueurs d'onde (par exemple toutes les dicétones : $CH^3.CO.(CH^2)^{2+n}.CO.CH^3$ sont incolores dans le visible alors que le diacétyle $CH^3.CO.CO.CH^3$ est jaune).

On conçoit dès lors aisément comment, lorsque plusieurs chromophores sont liés directement, ils peuvent, par couplage, provoquer l'apparition de la couleur dans le visible, même s'ils sont par eux-mêmes transparents dans cette région du spectre.

Par ailleurs, le fait que ces chromophores en s'influençant mutuellement modifient leur absorption *limite*, permet de comprendre que, dans de tels groupes de chromophores, le comportement chimique de chacun d'eux va être modifié comme va être modifiée leur absorption.

C'est en m'appuyant sur de telles considérations que j'ai entrepris des recherches sur les relations entre la structure des colorants, leurs spectres d'absorption, et leur comportement chimique.

Cette étude, commencée dans la série de la phtaléine, de la fluorescéine et de leurs dérivés (éthers, esters, sels), et dont le détail sera prochainement publié, m'a déjà permis de mettre en évidence, par l'analyse spectrale, pour la première fois à ma connaissance, qu'il existe une fluorescéine incolore.

Les deux formes solides rouge et jaune de la fluorescéine auxquelles on attribue depuis plus de 50 ans, dans tous les traités de Chimie, la forme lactonique, donnent l'une et l'autre, dans un même solvant, des solutions qui ont, au moins approximativement, le même spectre. L'étude comparée de ces divers spectres révèle que ces solutions contiennent un mélange de deux formes en équilibre, en proportion variable suivant le solvant : une forme quinonique, colorée (et fluorescente) dans le visible, et une forme lactonique incolore (et non fluorescente) dans le visible. En solution alcoolique la forme colorée se trouve en quantité notable, alors qu'en solution éthérée, et à même concentration, elle est à peine décelable. Les courbes d'absorption (qui vont être publiées), comparées aux courbes d'absorp-

---

([2]) René Lucas, *Comptes rendus*, 190, 1930, p. 1497.

tion de dérivés de la fluorescéine à structure connue, prouve que la forme colorée possède la structure quinonique et que la forme incolore possède la structure lactonique.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les oxydes anthracéniques dissociables; influence des groupes aliphatiques en méso.* Note de M. **Antoine Willemart**, présentée par M. Marcel Delépine.

On a déjà étudié (1) la photooxydabilité et la dissociabilité des photooxydes de quelques hydrocarbures anthracéniques disubstitués en méso par divers radicaux dont au moins l'un était de nature aromatique.

La présente Note concerne l'extension de l'étude au cas d'hydrocarbures anthracéniques substitués en méso uniquement par des radicaux aliphatiques. Pour cela nous avons choisi : le méthyl-9 anthracène, l'éthyl-9.10 anthracène, le diméthyl-9.10 anthracène et le méthyl-9 éthyl-10 anthracène (non encore décrit : $C^{17}H^{16}$, fusion 144°). Ces hydrocarbures ont été préparés par l'action des magnésiens sur l'anthrone ou la méthyl-9 anthrone

O, R' H —RMgX→ R OH, R' H —$-H^2O$→ R, R'

La structure anthracénique de ces composés a été vérifiée par la détermination du spectre d'absorption en solution chloroformique dans la région ultraviolette voisine du visible. Comme dans le cas de l'anthracène luimême, on trouve un ensemble de quatre bandes d'absorption, dont les sommets correspondent aux longueurs d'onde suivantes :

Anthracène	3800 Å	3600 Å	3430 Å	3260 Å
Méthyl-9 anthracène	3900	3700	3500	3340
Éthyl-9 anthracène	3900	3700	3500	3340
Diméthyl-9.10 anthracène	4000	3800	3600	3440
Méthyl-9 éthyl-10 anthracène	4000	3800	3600	3440

(1) Ch. Dufraisse et A. Étienne, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 280; A. Willemart, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1372.

En solution sulfocarbonique, sous l'influence de la lumière solaire, ces quatre corps sont capables d'absorber l'oxygène de l'air, molécule à molécule, pour donner des photooxydes de formules respectives $C^{15}H^{12}O^2$, $C^{16}H^{14}O^2$, $C^{16}H^{14}O^2$ et $C^{17}H^{16}O^2$.

Ces nouveaux photooxydes, soumis à l'action de la chaleur, se comportent d'une façon différente de ceux qui ont été expérimentés précédemment. En employant des conditions opératoires identiques (action progressive de la chaleur), nous n'avons jamais constaté de dégagement gazeux et, par conséquent, nous n'avons jamais pu obtenir une dissociation, même partielle, avec libération d'oxygène : les photooxydes, soumis à cette épreuve, fondent, se décomposent en partie et donnent un mélange complexe dont la nature véritable n'a pu être que partiellement élucidée.

Comme il était à prévoir, un chauffage brutal de ces photooxydes a produit une sorte de *craking* avec libération de gaz dans lesquels nous avons pu déceler l'oxygène : toutefois la quantité dégagée était toujours peu importante, à peine de l'ordre de 10 pour 100 de la quantité théorique dans les expériences les plus favorables.

Il résulte de cette étude que dans une molécule anthracénique des substituants aliphatiques en méso n'empêchent pas la photooxydabilité, mais que, par contre, la dissociabilité des photooxydes obtenus ne se manifeste plus à la façon habituelle. Il serait pourtant possible que la dissociation soit effectivement masquée par une oxydation concomitante de la matière qui absorberait ainsi la totalité de l'oxygène au fur et à mesure qu'il se libérerait. Cette explication serait d'ailleurs analogue à celle que nous avons suggérée dans le cas des décompositions thermiques des photooxydes de phényl-9 méthyl-10 anthracène et de phényl-9 éthyl-10 anthracène.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur les illusions d'optique provoquées par un phare tournant.* Note de M. **Louis Dunoyer**, présentée par M. Charles Fabry.

Me trouvant un soir sur une place, à 4^{km} du phare puissant installé, pendant l'Exposition, devant l'École de Guerre, tournant le dos à ce phare et levant les yeux, j'ai eu, sans y penser, l'impression très nette que les faisceaux qui balayaient le ciel provenaient d'un phare tournant à l'opposé du phare réel. D'autres personnes, invitées à se placer de la même manière, ont éprouvé, sans hésitation, la même impression.

Cette observation fait aussitôt songer au phénomène de l'*antiphare* décrit récemment par MM. Colange et Le Grand [1]. Elle s'en distingue cependant par plusieurs points :

1° L'antiphare lui-même n'est pas visible. En se plaçant sur la terrasse très dégagée de l'Institut d'Optique il ne l'est pas davantage. Cela vient de ce que les faisceaux, au lieu d'être quasi horizontaux et de passer très près de la tête de l'observateur, comme c'était le cas pour les observations précitées, ont une forte inclinaison vers le haut. L'apparition du *point* antiphare, due à la rétro-diffusion, relativement intense dans une direction très voisine de celle du faisceau, ne peut donc se produire. Le faisceau, très visible au zénith, cesse par extinction au-dessus de l'horizon. L'impression reste cependant très nette qu'il émane d'un point non visible situé vers l'horizon, comme si un phare, caché par un rideau de brume, lançait des faisceaux inclinés, visibles seulement au-dessus de ce rideau. Les conditions précises indiquées comme étant nécessaires au phénomène de l'antiphare ne sont donc pas aussi rigoureuses quand il ne s'agit que de l'illusion sur le point de départ des faisceaux.

L'explication géométrique du phénomène a la même base évidemment que celle que donnent MM. Colange et Le Grand pour l'antiphare : le plan contenant le faisceau et l'œil de l'observateur, tourne autour de la droite qui joint celui-ci au phare. Si l'observateur ne voit pas le phare, si son jugement n'est pas influencé par le sens dans lequel le faisceau s'élargit et dans lequel sa brillance décroît, ce qui est le cas quand on est suffisamment loin du phare et qu'on voit rapidement passer le faisceau au voisinage du zénith, en tournant le dos au phare, il est clair que les sensations musculaires que l'observateur éprouve pour suivre le faisceau c'est-à-dire le mouvement du plan en question, sont exactement les mêmes que si ce faisceau émanait réellement de l'antiphare.

Cet élément physiologique me semble jouer dans la question un rôle essentiel. Il a une réalité objective plus certaine que le phénomène de perspective évoqué par MM. Colange et Le Grand. Ils considèrent, à partir de chaque point C du faisceau, une droite CD parallèle à la droite qui va du phare P à l'observateur O et disent : « l'observateur voit toujours les droites PC et CD dans le prolongement l'une de l'autre; or toutes les droites telles que CD paraissent diverger du point E à l'infini de la droite PO; il en sera donc de même pour le prolongement de tout rayon lumineux tel que PC ».

---

[1] *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1882.

On peut opposer à cette explication que rien ne rend visibles les droites CD en dehors du faisceau, qui, lui, ne va pas passer par le point E à l'infini. Mais si, en même temps que la tête tourne pour suivre la rotation du faisceau, les yeux tournent dans leurs orbites pour suivre le faisceau depuis le zénith jusque vers l'horizon, ce qui est la meilleure manière de créer l'illusion de l'antiphare virtuel, la sensation du plan passant par le faisceau et l'œil est créée ainsi que la rotation de ce plan autour de la droite PO, exactement comme si le phare était devant l'observateur, au loin sur cette droite PO.

Pourvu, bien entendu, que ne soit pas trop rapide l'extinction du faisceau, qui doit largement dépasser le zénith, les seules conditions atmosphériques dans lesquelles j'ai trouvé impossible l'illusion de l'antiphare virtuel sont celles où le faisceau s'arrête net sur des bancs de nuages, en en faisant voir les détails. Aucune illusion n'est alors possible sur l'origine de la tache éclairée qui tourne rapidement autour de l'observateur.

2° Tout ce qui précède s'applique, je le rappelle, au cas où l'observateur tourne le dos au phare. Si, au contraire, il se place de manière à regarder perpendiculairement à la ligne qui le joint au phare, *en fixant les yeux vers le zénith*, il se produit une autre illusion qui renforce d'ailleurs celle de l'antiphare : lorsque le faisceau, aperçu en *vision indirecte*, s'approche du zénith, il semble courbe, avec sa concavité vers le zénith. Dès qu'il a dépassé le zénith et s'en éloigne, sa concavité change de sens. Cela donne, dans une certaine mesure, l'impression qu'on voit deux faisceaux distincts venant l'un du phare et l'autre de l'antiphare virtuel, et constamment opposés l'un à l'autre. Bien entendu, dès qu'on cesse de fixer les yeux au zénith, cette illusion disparaît. Un autre observateur, invité à observer dans ces conditions, a éprouvé immédiatement la même impression sans qu'il eût été aucunement averti.

Bien que cette illusion renforce celle de l'antiphare virtuel, elle doit avoir, je pense, une autre origine. Elle doit être due à la courbure de la rétine et à la distorsion des images formées dans l'œil en vision indirecte. En effet l'illusion disparaît, ou s'atténue beaucoup, dès que l'on suit attentivement le faisceau dans son mouvement, au lieu de garder les yeux fixés vers le zénith. J'ajoute qu'il m'a semblé que la concavité apparente du faisceau vers le zénith était plus accentuée quand l'image s'en formait sur la partie de la rétine opposée à l'arcade sourcillière.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur le mode de production des séismes. Répartition des compressions et dilatations.* Note [1] de MM. **Edmond Rothé** et **Elie Peterschmitt**, présentée par M. Charles Maurain.

On sait que les ondes de compression et de dilatation se distinguent à l'arrivée dans une station par le premier impetus au séismographe vertical, ou par l'ensemble des deux composantes horizontales. Divers séismologues ont publié des statistiques des compressions et des dilatations dans leurs stations respectives. Cette Note a d'abord pour but de comparer la nature des ondes issues d'un même épicentre en diverses stations. Celles qui offrent le plus grand nombre de résultats relativement à des *épicentres lointains* déterminés par l'*International Seismological Summary* (jusqu'au 1er octobre 1931) sont celles d'Uccle et de Strasbourg. La comparaison conduit à une identité presque parfaite : sur 163 séismes, il n'y a que 3 divergences dont deux sont dues à des erreurs d'interprétation reconnues; une seule est douteuse et peut être attribuée à une anomalie. Bien que les données soient moins nombreuses, on est conduit à la même conclusion pour Hambourg, Kew et Stuttgart, si bien qu'on peut énoncer la règle suivante : *Les stations de l'Europe occidentale donnent toutes en général la même nature du premier impetus pour un séisme d'épicentre très éloigné.*

La comparaison entre les stations de l'Europe occidentale et celle de Sverdlovsk conduit à la même nature d'impetus pour la presque totalité des séismes, sauf pour ceux qui ont leurs foyers dans la Méditerranée et l'Asie Mineure. Entre le groupe de stations Strasbourg-Uccle d'une part et Zi-ka-weï (Chang-haï) d'autre part, très distantes l'une de l'autre, il existe de nombreuses divergences : les théories japonaises actuelles permettent d'expliquer tous ces faits d'une manière simple.

La répartition du sens du premier impetus autour de l'épicentre n'est pas quelconque : les régions du globe atteintes par les impulsions d'un certain sens sont nettement délimitées par des lignes nodales, c'est-à-dire le long desquelles on n'observe pas de mouvement. Les savants japonais Ishimoto [2] et Hazegawa [3] envisagent deux mécanismes de production d'ondes par failles : *a*. mouvement brusque analogue à celui de la séparation de deux

---

[1] Séance du 3 novembre 1937.

[2] *Bull. of the Earthquake Research Institute*, 10, 1932, p. 449.

[3] *Gerl. Beitr. zur Geoph.*, 27, 1930, p. 102.

plateaux parallèles dans la direction perpendiculaire à leur plan ; *b*. glissement relatif de deux portions d'écorce. D'après la théorie de Ishimoto, les lignes nodales au voisinage de l'épicentre seraient les sections de la surface terrestre par un cône de révolution ayant l'hypocentre pour sommet ; en première approximation ce seraient des coniques, fait particulièrement net dans le cas des séismes à foyer profond. Hazegawa, en se basant sur la théorie de l'élasticité, démontre qu'à grande distance les lignes nodales sont les sections de la surface du globe avec deux plans rectangulaires et par conséquent sont deux grands cercles rectangulaires passant par l'épicentre, et la répartition des compressions et dilatations se fait en quatre quadrants. Suivant leurs emplacements par rapport à l'épicentre les stations enregistreront pour un même séisme soit le même signe, soit des signes contraires. En faisant tourner autour de l'épicentre le système des deux cercles rectangulaires on trouve aisément la direction des lignes nodales répondant le mieux à la distribution connue des compressions et dilatations : ainsi, pour les séismes japonais, la comparaison entre Zi-ka-weï et les stations européennes nous a montré que les meilleures directions sont voisines du méridien passant par l'épicentre et sa perpendiculaire. D'après la théorie, les failles en jeu seraient dirigées à 45° et l'on retrouve sensiblement ainsi la direction du grand plissement japonais. De nombreux cas ont été passés en revue.

L'examen de la répartition géographique des séismes conduit à d'intéressantes remarques ; la carte de M. Somville a été complétée jusqu'en 1931 : à Uccle, le Mexique, l'Océan Atlantique, l'Asie centrale, le Japon moyen, les îles Aléoutiennes et l'Alaska offrent des compressions. Des dilatations sont au contraire fournies en général par l'Amérique du Sud (Cordillère des Andes à part), Canada, Mer Égée, Asie Mineure, Mer d'Okhotsk. Le territoire du Japon donne en général des compressions, tandis que les épicentres marins voisins fournissent des dilatations. On peut donc parler d'une véritable répartition géographique. En résumé : dans une région donnée, le mode de production du séisme est en général le même et les forces agissantes ont une direction sensiblement constante en rapport avec la géologie et la direction des grands plissements de la région intéressée.

BOTANIQUE. — *Échange des graines de* Lepidium sativum *entre milieux à températures différentes.* Note de M. **Pierre Lesage**, présentée par M. Marin Molliard.

Les trois groupes d'expériences que je poursuis avec le *Lepidium sativum* soumis à des températures différentes m'ont amené, cette année, à constater des faits intéressants parmi lesquels je crois utile de signaler les suivants.

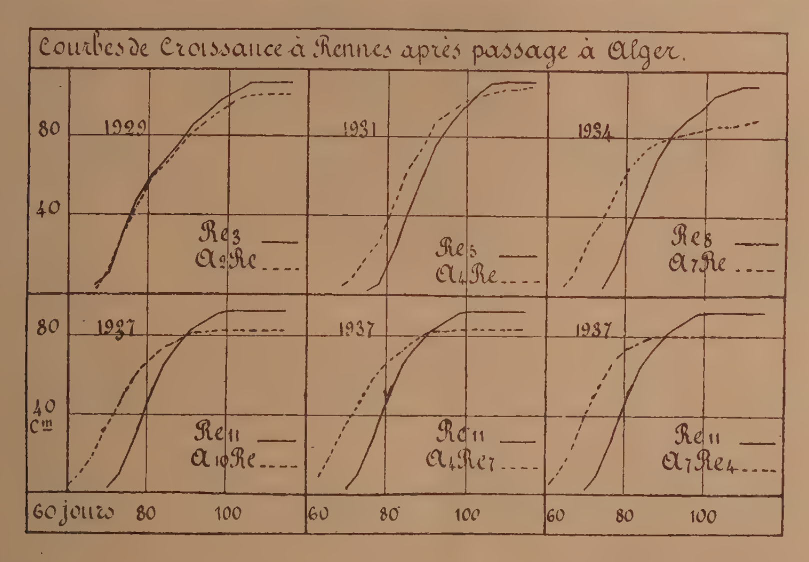
Dans le premier groupe, cultures simultanées sous châssis et en plein air, je relève que la précocité, acquise par la vie sous châssis et manifestée ensuite en plein air, se conserve encore en 16e génération à Rennes, à Rothamsted, à Marseille et à Alger, après la vie sous châssis à Rennes. La durée de l'hérédité atteint donc 16 générations en 1937.

Dans le second groupe, cultures simultanées en plein air à Rothamsted, Rennes, Marseille et Alger, l'échange des graines entre ces stations donne des plantes dont la croissance relative présente des variations complexes d'où il est, en ce moment, assez difficile de tirer des notions précises sur l'influence de cet échange entre stations à températures différentes. Je me bornerai donc, dans cette Note, à citer des faits saillants dans les cultures de Rennes après passage à Alger, faits déjà signalés en partie dans des Notes antérieures et particulièrement en 1936 ([1]), et auxquels je reviens en y ajoutant quelque chose de ce que m'ont apporté les expériences de 1937.

Le tableau ci-joint résume ce que je désire faire connaître. Il y figure des courbes de croissance des cultures opposées 2 par 2, de 1929, 1931, 1934, 1937 et qui sont désignées conformément à la formule biologique $A_m Re_n$, où A et Re sont les initiales des stations, A pour Alger, Re pour Rennes, disposées en ordre chronologique de culture, et où les indices m et n rappellent le nombre de générations pendant lesquelles les plantes ont vécu à la station correspondante. On voit, dans la rangée supérieure, que les graines des plantes ayant vécu pendant quelques générations, m, à Alger, semées ensuite à Rennes, y produisent des plantes précoces par rapport à celles qui ont toujours vécu à Rennes, quand $m = 4$ ou $m = 7$. Je puis même dire que la précocité se manifeste déjà quand $m = 3$, en 1930.

([1]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 635.

De plus il apparaît que la précocité s'accentue quand m augmente, il y aurait progression. Cependant remarquons que quand $m = 10$, cette précocité paraît un peu moins marquée que quand $m = 7$. On pourrait imaginer une progression jusqu'à un certain maximum de m suivi d'une stabilisation avec des variations qui seraient à étudier avant de pouvoir conclure. Un autre point de vue est mis en lumière par la comparaison des courbes des 4 compartiments de la droite du tableau. Les graines de A_7, semées à Rennes en 1934, y donnent des plantes A_7Re précoces par rapport aux plantes ayant toujours vécu à Rennes, Re_8, et les graines de ces plantes, semées encore à Rennes pendant plusieurs générations, produisent succes-



sivement des plantes encore précoces en 4ᵉ génération comme le montrent les cultures A_7Re_4 et Re_{11} de 1937. De même pour les graines de A_4 qui, en 1931, donnent les plantes A_4Re dont la précocité se conserve jusqu'en 1937, en 7ᵉ génération de Rennes dans les plantes A_4Re_7. Je puis même ajouter que les graines de A_3 ont donné, en 1937, des plantes A_3Re_8, en 8ᵉ génération à Rennes encore précoces par rapport aux plantes Re_{11}.

Dans le troisième groupe se trouvent des cultures successives faites à la même station, Rennes, avec des semis en mars dans un milieu moins chaud que je désigne par B, et en mai dans un milieu plus chaud que je désigne par A.

En 1937 les semis ont été faits le 9 mars en B et le 5 mai en A. Les graines semées provenaient de plantes A_4 et B_4 ayant déjà vécu pendant quatre générations dans les milieux respectifs. Ces graines ont donné : dans le milieu A, les plantes $A_4 + A = A_5$ et B_4A; et dans le milieu B, les plantes A_4B et $B_4 + B = B_5$. En comparant les courbes de croissance construites avec les mesures successives de la taille prise deux fois par semaine, on voit que :

1° la vitesse de croissance est bien plus grande en A_5 qu'en B_5, ce qui n'est pas fait pour surprendre;

2° cette vitesse de croissance paraît un peu plus grande en A_4B qu'en B_5 et en A_5 qu'en B_4A.

Les graines gardent donc le souvenir de la vie en A et le manifestent dans les plantes A_5 du milieu A, comme dans les plantes A_4B du milieu B.

Nous avons ainsi, en 1937, l'amorce de la précocité après passage de quatre générations en A.

Pour écarter une des critiques qui peuvent être présentées contre l'interprétation de ces expériences, disons que toutes les plantes du troisième groupe provenaient des graines d'un seul et même pied, donc d'une seule graine.

BOTANIQUE. — *Remarques sur l'ontogénie comparée des Phanérogames vivantes et fossiles.* Note (¹) de M. **Paul Bertrand**, présentée par M. Louis Blaringhem.

L'ontogénie des plantules de Phanérogames obéit aux règles suivantes, annoncées antérieurement (²), que nous formulons ici pour la première fois :

1° L'organisation interne des plantules est due essentiellement à des conditions d'ordre physiologique et d'ordre géométrique.

2° Chaque faisceau cotylédonaire primaire, *étant de petit calibre*, est le prolongement direct de l'extrémité d'un des coins ligneux centripètes de la radicule.

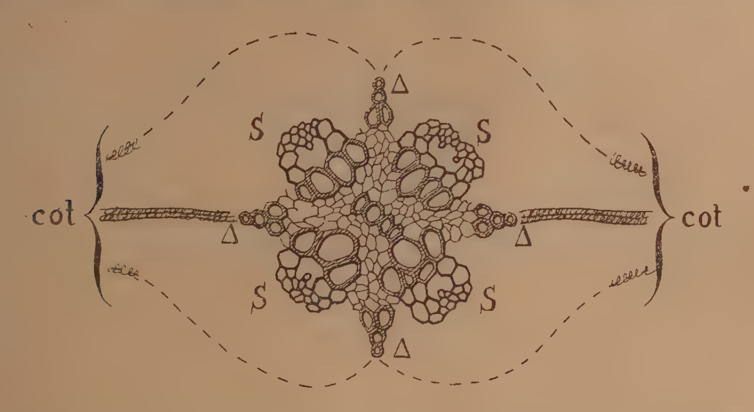
3° Les faisceaux foliaires (destinés aux premières feuilles), ayant au contraire besoin d'une grande quantité d'eau, sont composés exclusivement

(¹) Séance du 26 octobre 1937.

(²) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 106 et p. 465.

d'éléments plus gros de métaxylème. De plus, le faisceau libérien qui accompagne chacun d'eux est le prolongement direct de tout ou partie d'un massif libérien de la radicule. Pour cette double raison, les faisceaux foliaires alternent régulièrement avec les pôles trachéens de la radicule [*Ceratozamia*, Dorety (1908), *Tradescantia*, *Urtica*, Gravis (1898, 1885), *Cryptomeria*, *Tapeinochilus*, *Iberis*, Chauveaud (1911, 1921)].

Connaissant l'ontogénie des plantules de Cycadées, de Conifères, de



Reconstruction de l'organisation interne de la plantule du Lyginopteris oldhamia.

On voit que toute la partie antérieure de chacun des faisceaux S est le prolongement direct des grosses trachéides constituant l'une des faces du carré central. Δ, Δ, les 4 pôles trachéens de la radicule; S, S, 4 faisceaux sympodaires mésarches, dont un en voie de dédoublement; *cot*, faisceaux primitifs, destinés aux cotylédons.

N. B. — Pour simplifier, on n'a représenté ni le liber, ni le manchon de bois secondaire. Le procédé de figuration, employé ici, consiste à prendre comme plan principal de référence la section transversale passant par le milieu de l'axe hypocotylé et à projeter sur ce plan la section basilaire (radicule) et la section supérieure prise au niveau du nœud cotylédonaire. Le dessin représente donc en réalité 3 sections transversales superposées. Ce procédé permet de se représenter l'allure dans l'espace de tout le système vasculaire de la plantule. De plus, il est applicable croyons-nous, à toutes les plantules de Phanérogames.

Monocotylées, de Dicotylées, et possédant l'explication correcte de leur organisation, il est possible de décrire l'ontogénie du *Lyginopteris* presque aussi facilement que celle d'une plante actuelle.

Chez le *Lyginopteris* la plantule était probablement dicotylée et la radicule quadripolaire. Il y a tout lieu de penser que ces deux conditions étaient remplies, puisque dans tous les groupes voisins (Cycadales, Bennettitales, Gnétales, etc.) les embryons sont dicotylés et que, d'autre part, les petites racines du *Lyginopteris* sont fréquemment quadripolaires. Les

cotylédons étaient insérés chacun en face d'un pôle, qui leur envoyait un petit faisceau médian; ils pouvaient recevoir, en outre, un petit faisceau latéral de chacun des pôles intercotylédonaires (cf. *Ceratozamia, Zamia, Dioon,* Dorety, Matte, Thiessen).

Sur chacune des faces du massif protostélique quadrangulaire situé vers le bas de l'hypocotyle, s'insérait l'un des faisceaux sympodaires à structure mésarche. Par dédoublement d'un de ces faisceaux un peu plus haut, on réalise enfin les cinq faisceaux réparateurs caractéristiques de la tige du *Lyginopteris*, faisceaux qui donnent naissance à toutes les traces foliaires. Il convient de remarquer que l'insertion des faisceaux sympodaires mésarches en alternance avec les pôles de la radicule aura toujours lieu de cette manière, même si la plantule avait plus de 2 cotylédons et même si la radicule avait 3 ou 5 pôles au lieu de 4.

Conclusions. — L'interprétation correcte de l'organisation des plantules des Phanérogames vivantes permet de reconstituer, avec une exactitude très suffisante pour nos besoins, l'organisation des plantules de toutes les Phanérogames fossiles, à la condition que l'on possède une bonne section transversale de la tige et quelques indications sur la structure de la racine.

Remarques sur la Note précédente de M. Paul Bertrand, par M. Louis Blaringhem.

Les études de M. Paul Bertrand et de ses collaborateurs, dont M. P. Corsin, nous obligent à modifier les idées courantes sur l'évolution des plantes à fleurs. Elles font partie d'un ensemble parfaitement esquissé dès le Dévonien, et leur représentation doit être non pas un arbre généalogique avec un tronc, des branches et des ramures, mais une souche commune diffuse, telle la masse des rhizômes des Bambous d'où s'élèvent, se maintiennent, ou s'évanouissent les séries parallèles et indépendantes offrant les caractères d'ordres, de classes, d'embranchements qu'on leur attribue dans la série des affinités des êtres vivants. Cycadées, Conifères, Dicotylées, Monocotylées se présentent comme les différentes classes de Filicales, parfaitement définies par leur vascularisation, et l'on pourrait ajouter par leur chimisme particulier, dans les témoins fossiles qui ont préparé la végétation houillière.

Au point de vue de la Génétique, les travaux de M. Paul Bertrand et de ses émules complètent les affirmations si originales, mais peu ajustées à nos conceptions courantes, de Bunzo Hayata ([3]).

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *La structure granulaire des chloroplastes : le stroma.* Note de M. **Jean Beauverie**, présentée par M. Alexandre Guilliermond.

Nous avons attiré l'attention ([1]) sur cette structure et étudié les *grana*. Ces derniers sont supportés par un *stroma* qui fait l'objet de la présente Note. Ce stroma avait été reconnu par les anciens auteurs pour qui il était creusé de vacuoles vertes, mais il renfermait le pigment aussi bien que ces dernières. E. Heitz (1936), notamment, a établi qu'il est incolore. La difficulté de l'interprétation résulte de la réflexion de la lumière qui le fait généralement apparaître teinté. Aux preuves de Heitz nous ajouterons les indications que donnent des actions expérimentales ayant pour effet de dilater le stroma : les grana devenus évidemment périphériques découvrent le substratum nettement incolore. Pour cela, on peut faire agir l'eau distillée sur les chloroplastes, par exemple, de *Solanum tuberosum* ou d'*Asarum europaeum* : le stroma se vésiculise énormément (*fig.* 1 B), les grana sont refoulés en paquets à la périphérie et la masse dilatée du stroma se laisse voir nettement incolore. Si l'on fait agir sur une préparation de feuille de *Solanum* une solution d'oléate de sodium à 1 pour 100, on voit se former des hernies et déformations diverses du stroma qui se distingue alors nettement, à l'état incolore, des grana (*fig.* 1 A).

La substance fondamentale ou stroma n'est pas un réseau entourant des vacuoles vertes comme le croyaient Pringsheim (1881) et Schmitz (1884), c'est une masse à la surface de laquelle adhèrent les grana qui nous paraissent constituer une couche externe. Cependant, des préparations fixées et colorées pourraient accréditer l'ancienne hypothèse : Après fixation au Regaud, coloration à la fuchsine acide à chaud et différenciation à l'aurantia, nous avons vu en effet, chez *Solanum t.* et *Vitis v.* (*fig.* 2) le stroma constituer un réseau circonscrivant des alvéoles où s'incrustent les

([3]) *Comptes rendus*, 197, 1932, p. 462.

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 684.

Fig. 1.

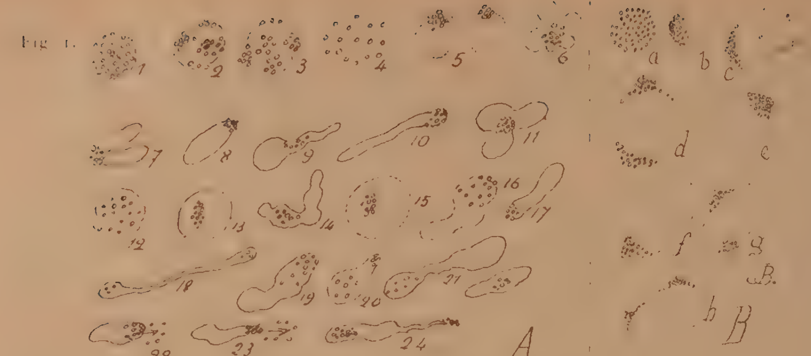


Fig. 2.

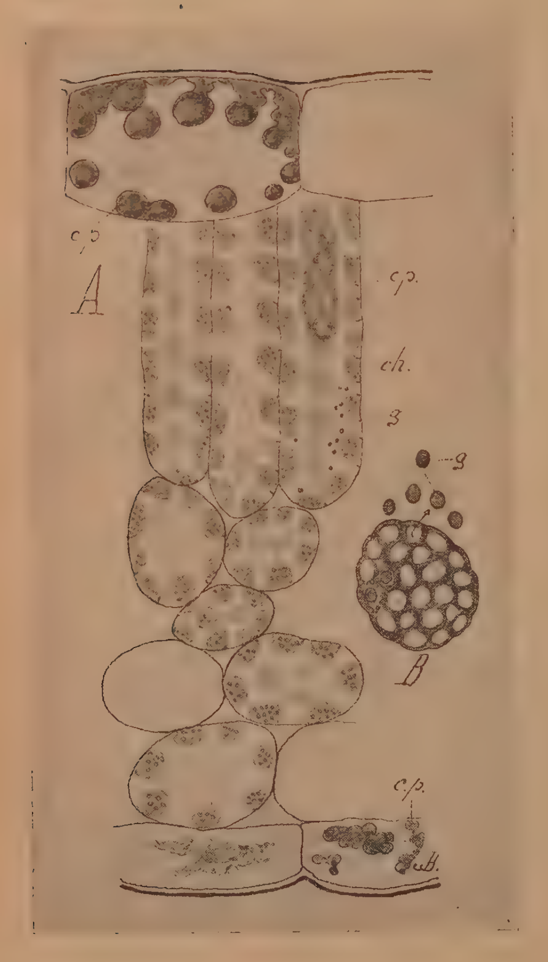


Fig. 3.

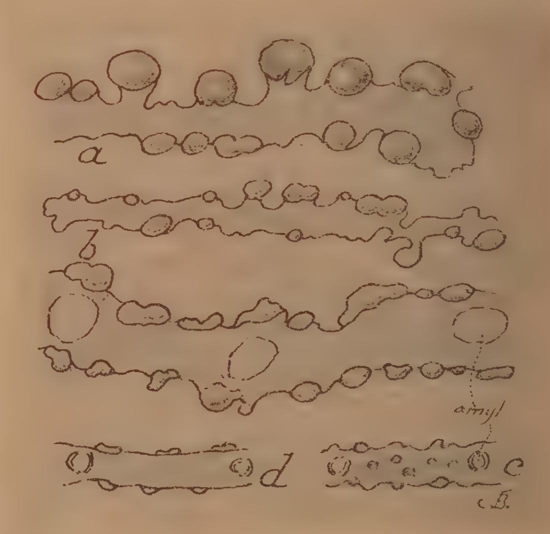


Fig. 1. — *Solanum tuberosum* : A, dans une solution d'oléate de sodium à 1 pour 100, hernies; B, dans l'eau distillée, vésicules.

Fig. 2. — *Vitis vinifera*, préparation fixée et colorée. En B, un chloroplaste plus grossi (dessin réduit pour l'impression).

Fig. 3. — Chromatophores de trois espèces de *Spirogyra*.

grana; ceux-ci se trouvent si bien individualisés qu'ils peuvent se détacher et s'isoler dans la préparation. Ces faits ne sont pas conformes aux données de l'observation vitale et répondent à un *artefact*. D'autre part, ces préparations mettent bien en évidence l'individualité des grana et du stroma. Le *réseau* est coloré en rouge comme les grana, indice de l'existence, dans les deux, de substances protéiques. On sait d'autre part que dans les deux, la lipophanérose fait apparaître, en outre, des granulations lipoïdes. Le stroma représente une phase très distincte dans l'état colloïdal de celle des grana. Ces derniers sont bien plus résistants : l'oléate de sodium qui produit les hernies du stroma de *Solanum* n'y affecte pas les grana; de même, pour la vésiculation par l'eau distillée (*Solanum*, *Bryonia*). La résistance varie beaucoup suivant les espèces.

Nous donnons à la fin de notre première Note la description schématique de la structure granulaire, dans le cas où elle est acquise, telle que nous la concevons. Nous traitons aussi de sa constance et de sa permanence. Nous essayons de montrer qu'elle résulte d'une différenciation évolutive. Rappelons à ce propos que si la structure granulaire manque chez les Algues, le cas singulier de *Spirogyra* permet de concevoir comment a pu s'effectuer la séparation d'un stroma et de corps chlorophylliens : sous certaines conditions, on peut voir le pigment se séparer de la bandelette pour occuper les sommets des lobes où il forme des corpuscules verts bien distincts au fur et à mesure que le ruban se décolore (*fig*. 3); il semble que se trouve ainsi réalisée la séparation de grana et d'un stroma.

Nous avons montré aussi comment l'étude expérimentale des chromatophores de Renoncules prépare à la conception de la structure granulaire (²).

PHYSIOLOGIE. — *Le rachitisme expérimental chez le cobaye.*
Note de Mlle **Lise Emerique**, présentée par M. Maurice Javillier.

J'ai eu l'occasion de montrer que, parmi les équilibres alimentaires à réaliser, compte un certain équilibre entre vitamines A et D (¹). Mme Randoin

(²) Dans un Mémoire d'ensemble nous donnerons les détails, figures et indications bibliographiques nécessaires.

(¹) L. Emerique, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **17**, 1935, p. 612, et **18**, 1936, p. 384.

et M. Lecoq ([2]), cherchant à produire le rachitisme expérimental chez le cobaye, avaient observé que le défaut de vitamine D, joint à un déséquilibre du rapport phospho-calcique dans le régime, n'entraînait pas de lésions rachitiques vraies. J'ai pensé que l'on pourrait peut-être faire apparaître ces lésions en offrant au cobaye un régime riche en vitamine A.

Il paraissait d'ailleurs possible que chaque espèce animale exigeât un équilibre vitaminique propre, et l'on sait d'ailleurs qu'il est des espèces qui sont capables de synthétiser certaines vitamines.

J'ai utilisé le régime rachitigène 2965 de Steenbock et Black :

Semoule de maïs........................	760^{g}
Gluten.................................	200
NaCl...................................	10
CO^3Ca................................	30

2^{cm^3} de jus de citron sont donnés chaque jour à chaque animal. 100^g de ce régime renferment $1^g,26$ de calcium et $0^g,145$ de phosphore, soit un rapport Ca/P = 8,7.

Deux groupes d'animaux recevaient ce régime; l'un avait en outre à sa disposition de la cellulose (papier filtre) à titre d'aliment encombrant. Dans l'autre groupe, chaque animal recevait, à la place, 50^g d'épinards frais qui apportaient, entre autres choses, une ample provision de provitamine A. Dans ce cas et en raison de la teneur propre de l'épinard en P et en Ca, le rapport Ca/P s'établissait aux environs de 5,3.

Cette expérience, réalisée sur des animaux pesant de 185 à 250^g, a été, dans son résultat essentiel, analogue à celle de Mme Randoin et M. Lecoq puisque (et bien que les animaux recevant le régime comportant des épinards l'aient supporté pendant plus de deux mois) je n'ai réalisé de rachitisme vrai dans aucun des deux groupes de cobayes.

Mais il m'est apparu que cette expérience avait été faite avec des animaux trop âgés, chez lesquels l'ossification était déjà trop avancée; j'ai donc réalisé une même expérience sur des cobayes d'environ 100^g.

Ceux de ces animaux qui ont reçu le régime dépourvu d'épinards frais n'ont pas résisté et sont morts prématurément, les autres au contraire (4 animaux) ont tous eu une bonne croissance. Leur poids moyen est passé, au bout de 24 jours, de 100 à 160^g; *la radiographie faite à cette*

([2]) *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 732.

date a montré des signes très nets de rachitisme chez tous ces animaux. A ce moment, j'ai donné à deux d'entre eux de la vitamine D (sous forme d'ergostérol irradié) et au bout de 7 jours, une nouvelle radiographie montra que les épiphyses étaient à nouveau normalement ossifiées.

Les clichés ci-joints en témoignent. Sur la figure 1 on voit, de gauche à

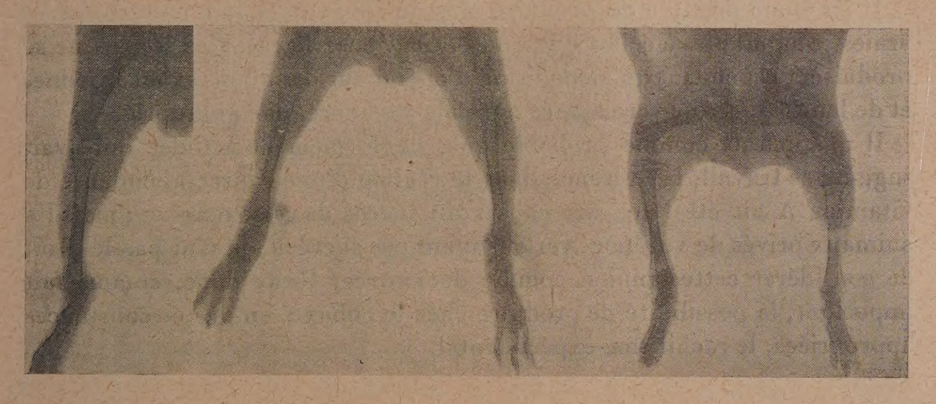


Fig. 1.

droite, un cobaye rachitique (au bout de 24 jours), puis le même animal guéri (après 7 jours de cure); la 3e radiographie est celle d'un autre cobaye,

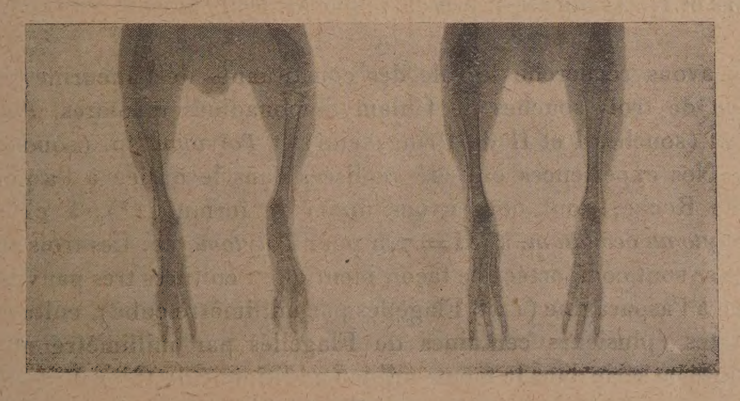


Fig. 2.

rachitique lui aussi, mais n'ayant pas reçu de cure et servant par conséquent de témoin.

Les deux dernières photographies sont prises à la fois sur une même plaque de façon à en rendre l'interprétation plus évidente et à éliminer les doutes laissés par des temps de pose ou de développement différents.

C'est le cas aussi de la figure 2 qui correspond aux deux autres cobayes, celui de droite ayant reçu la vitamine D et l'autre non.

Il est donc possible de produire chez le cobaye des lésions rachitiques vraies comparables à celles que l'on obtient chez le rat. Ces lésions ne se produisent cependant qu'à condition d'opérer sur des animaux assez jeunes et de leur assurer une croissance normale par un régime approprié.

Il m'apparaît comme probable que, conformément à l'idée qui avait suggéré ce travail, la présence dans le régime d'une source abondante de vitamine A ait été l'une des causes du succès de cette épreuve; mais les animaux privés de végétaux verts n'ayant pas survécu, je n'ai pas le droit de considérer cette opinion comme démontrée. Reste donc, comme fait important, la possibilité de produire chez le cobaye, en des circonstances appropriées, le rachitisme expérimental.

PHYSIOLOGIE MICROBIENNE. — *Le thiazol, facteur de croissance pour* Polytoma ocellatum (*Chlamydomonadiné*). *Importance des constituants de l'aneurine pour les Flagellés Leucophytes.* Note [1] de MM. **André Lwoff** et **Hisatake Dusi**, présentée par M. Félix Mesnil.

Nous avons recherché le rôle des constituants de l'aneurine pour la nutrition de trois souches de Chlamydomonadinés incolores, *Polytoma ocellatum* (souches I et II de Pringsheim) et *Polytoma* sp. (souche Provasoli). Nos expériences ont été réalisées dans le milieu à l'asparagine naturelle Roche, dont nous avons donné la formule [2], à $pH = 6,5$ pour *Polytoma ocellatum*, à $pH = 7,5$ pour *Polytoma* sp. Les trois souches étudiées se sont comportées de façon identique : cultures très pauvres dans le milieu à l'asparagine (1 à 8 Flagellés par millimètre cube), cultures très abondantes (plusieurs centaines de Flagellés par millimètre cube) et repiquages en série dans le même millieu additionné de thiazol : 4-méthyl-5-β-hydroxyéthyl thiazol (préparation synthétique de A. R. Todd).

---

(1) Séance du 3 novembre 1937.

(2) A. Lwoff et H. Dusi, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 630 et 756.

Le thiazol est donc un facteur de croissance pour *Polytoma ocellatum* et *Polytoma* sp. Ces Flagellés se montrent incapables, comme *Polytomella cæca*, *Polytoma caudatum* var. *astigmata*, *Chilomonas paramæcium*, de réaliser la synthèse du thiazol ([2]). *Polytoma obtusum* et *Polytoma uvella*, qui se multiplient parfaitement, sans adjonction de thiazol, dans le milieu à l'asparagine, sont par contre capables d'effectuer cette synthèse. Rappelons que, pour toutes ces expériences, nous avons utilisé de l'asparagine naturelle non purifiée. Il est d'ores et déjà probable que des facteurs de croissance, actuellement à l'étude, autres que l'aneurine ou ses constituants, interviennent dans la nutrition des divers Leucophytes étudiés.

Nos résultats montrent que la pyrimidine et le thiazol jouent un rôle fondamental pour certains leucophytes appartenant aux familles des Chlamydomonadines, Polyblépharidées et Cryptomonadines. Nous nous sommes demandé si l'échec total des essais de culture des Eugléniens sans chlorophylle ou des Eugléniens à chlorophylle à l'obscurité dans des milieux synthétiques ([3]) ne tenait pas à la nécessité d'aneurine. Si l'on ensemence *Euglena gracilis* (souche cultivée depuis près de 9 années à l'obscurité en eau peptonée + acétate de sodium) dans le milieu à l'asparagine + acétate de sodium et dans ce même milieu additionné d'aneurine, on n'observe pas, durant les quinze premiers jours, de différence notable entre les deux séries de tubes. Mais entre le 18e et le 22e jour, la très grande majorité des flagellés, jusque-là mobiles, deviennent palmelloïdes et cessent de se multiplier dans les tubes sans aneurine, alors que la multiplication continue sous forme flagellée dans les tubes additionnés d'aneurine. Si, à partir d'un tube témoin, sans aneurine, on effectue un deuxième repiquage dans les mêmes conditions que le premier, on constate que les Euglènes ne se multiplient pas du tout sans aneurine, tandis que la culture est très abondante en présence d'aneurine. Nous ne savons pas encore si le thiazol seul peut remplacer l'aneurine ou bien si la pyrimidine est également nécessaire. Il nous paraît intéressant de constater qu'un Chlorophyte, cultivé à l'obscurité, privé expérimentalement de chlorophylle et incapable de photosynthèse, montre un besoin en facteur de croissance comparable à celui de certains Leucophytes naturels.

Mis en évidence pour la première fois par B. C. J. G. Knight pour les

---

([3]) A. Lwoff et H. Dusi, *in* A. Lwoff, *Recherches biochimiques sur la nutrition des Protozoaires*, Paris, 1932.

Bactéries, étendu par la suite aux Champignons par Schopfer et Yung, H. M. Sinclair et Werner et Schopfer, le rôle des constituants de l'aneurine se révèle aussi d'une importance fondamentale pour la nutrition de nombreux Flagellés Leucophytes.

A 15^h30^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h.

A. Lx.